ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 29 MARS 1954.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE DE BROGLIE.



MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

HYDRAULIQUE. — *Perte de charge due au ressaut dans une galerie en écoulement plan.* Note de M. **Léopold Escande**.

Expression générale de la perte de charge due au phénomène du ressaut, avec veine noyée ou dénoyée, à l'intérieur d'un tunnel sous pression, en écoulement plan.

1. Entre deux sections droites S_1 et S_2, à l'intérieur d'une galerie, un ressaut sépare un courant torrentiel amont, de vitesse U_1, de hauteur h_1, surmonté d'une zone tourbillonnaire, de hauteur $h'-h_1$, puis d'air à une pression y_1, et un courant aval de vitesse U_2, remplissant la galerie sur toute sa hauteur h_2 et soumettant le plafond a une pression y_2 (*fig.* 1).

Nous étudions le cas du phénomène plan; nous appelons q le débit par unité de largeur et y la différence de pression y_2-y_1; nous supposons négligeable l'influence de la répartition des vitesses dans les courants amont ou aval.

L'équation de continuité s'écrit

$$q=U_1h_1=U_2h_2 \tag{1}$$

Le théorème d'Euler, appliqué entre S_1 et S_2 donne

$$\frac{\varpi}{g}q(U_2-U_1)=\varpi\left(y_1+\frac{h'}{2}\right)h'+\varpi y_1(h_2-h')-\varpi\left(y_2+\frac{h_2}{2}\right)h_2$$

ou

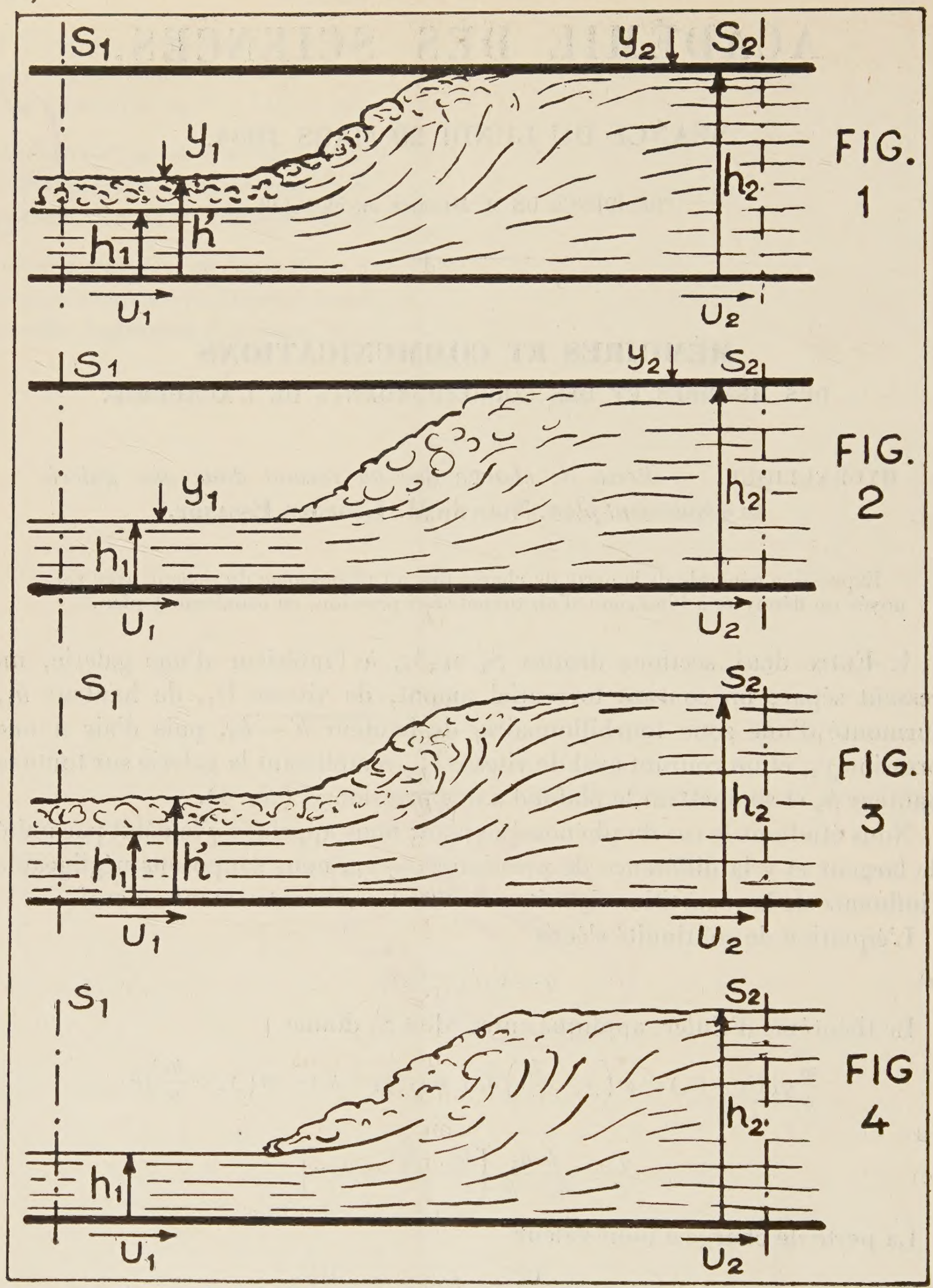
$$\frac{q^2}{g}=\frac{h_1h_2}{h_2-h_1}\left[\frac{h_2^2-h'^2}{2}+h_2y\right] \tag{2}$$

La perte de charge a pour valeur

$$\zeta=\left(h'+y_1+\frac{U_1^2}{2g}\right)-\left(h_2+y_2+\frac{U_2^2}{2g}\right),$$

$$\zeta=\frac{U_1^2-U_2^2}{2g}+h'-h_2-y, \tag{3}$$

$$\zeta=\frac{(U_1-U_2)^2}{2g}+\frac{U_1U_2-U_2^2}{g}+h'-h_2-y. \tag{4}$$



De (1) et (2) on déduit

$$(5)\qquad \frac{U_1^2 - U_2^2}{2g} = \frac{q^2}{g}\,\frac{h_2^2 - h_1^2}{2\,h_1^2\,h_2^2} = \frac{h_1 + h_2}{2\,h_1\,h_2}\left[\frac{h_2^2 - h'^2}{2} + h_2\,y\right],$$

$$(6)\qquad \frac{U_1 U_2 - U_2^2}{g} = \frac{q^2}{g}\,\frac{h_2 - h_1}{h_1 h_2^2} = \frac{h_2^2 - h'^2}{2\,h_2} + y.$$

Compte tenu de (5) et (6), les relations (3) et (4) donnent les expressions définitives

(7) $$\xi = (h_2 - h')\left[\frac{(h_2 + h_1)(h_2 + h')}{4 h_1 h_2} - 1\right] + \frac{(h_2 - h_1) y}{2 h_1},$$

(8) $$\xi = \frac{(U_1 - U_2)^2}{2g} - \frac{(h_2 - h')^2}{2 h_2}.$$

2. Dans le cas le plus fréquent où le courant torrentiel amont est dénoyé (*fig.* 2) on a $h' = h_1$ et les relations précédentes deviennent :

(9) $$\xi = \frac{(h_2 - h_1)^3}{4 h_1 h_2} + \frac{y (h_2 - h_1)}{2 h_1}$$

(10) $$\xi = \frac{(U_1 - U_2)^2}{2g} - \frac{(h_2 - h_1)^2}{2 h_2}.$$

3. On remarque que si l'on fait $y = 0$ dans les relations (7) et (8) on retrouve les formules que nous avons données [1] pour la perte de charge due au ressaut d'une veine noyée dans un canal découvert (*fig.* 3).
(8) n'étant pas modifiée et (7) devenant :

(11) $$\xi = (h_2 - h')\left[\frac{(h_2 + h_1)(h_2 + h')}{4 h_1 h_2} - 1\right].$$

4. De même, en faisant $y = 0$ dans les relations (9) et (10) on aboutit aux formules classiques de la perte de charge due au ressaut dans un canal découvert (*fig.* 4); l'expression (10) demeure inchangée et (9) devient

(12) $$\xi = \frac{(h_2 - h_1)^3}{4 h_1 h_2}.$$

ASTROPHYSIQUE. — *Magnitude et albedo visuels de la planète Mercure* (*rectificatif*). Note de M. André Danjon.

M. Gerard P. Kuiper me fait remarquer que l'expression de la magnitude visuelle de Mercure en fonction de l'angle de phase, que j'ai publiée en 1948 [1], [2] ne correspond pas aux observations dont j'ai donné le détail dans [2], ni aux résidus *o-c*. Vérification faite, cette formule a été altérée par une erreur de transcription affectant principalement le coefficient du terme du second degré. Il faut lire (en corrigeant en outre une faute d'impression) :

$$m_{☿} = -0{,}21 + 3{,}80\left(\frac{\lambda}{100}\right) - 2{,}73\left(\frac{\lambda}{100}\right)^2 + 2{,}00\left(\frac{\lambda}{100}\right)^3 \qquad (\text{pour } r = \Delta = 1),$$

l'angle de phase λ étant exprimé en degrés.

---

[1] *Revue Générale de l'Hydraulique*, janvier à juin 1938 et janvier à juin 1939.

[1] *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 652.
[2] *Bull. Astr.*, 14, 1949, p. 315.

La formule ayant été correctement utilisée au cours des calculs, les valeurs des résidus doivent être conservées sans changement, ainsi que la valeur corrigée de l'albedo visuel de Mercure (0,055) que j'ai donnée en 1950 (3), (4), à la suite d'une nouvelle détermination de la magnitude du Soleil.

M. **Louis de Broglie** fait hommage à l'Académie de la deuxième édition revue et corrigée de son Ouvrage : *Théorie générale des particules à spin* (*Méthode de fusion*).

Les Ouvrages suivants sont présentés par M. **Roger Heim** :

Union internationale des sciences biologiques. *Série B* (*Colloques*), nos 12, 13, 14, 17, 18.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Les filtres électriques.* Série de monographies publiées sous la direction de Pierre David : 1° *Les filtres électriques; généralités*, par Pierre David ; 2° *Les lignes à retard et leur utilisation*, par Gaston Potier ; 3° *Les régimes transitoires dans les réseaux électriques*, par Paul Poincelot ; 4° *Les filtres à cristaux piézo-électriques*, par D. Indjoudjian et P. Andrieux.

2° *Les Conférences du Palais de la Découverte.* Série A, nos 189, 190; Série D, n° 25.

3° Jean Torlais. *Ce que la Biologie et la Médecine doivent à l'Abbé Nollet.*

4° Oregon State system of higher education. Condon Lectures : *Evolution and Geography. An essay on historical biogeography with special reference to mammals*, by George Gaylord Simpson.

5° *Quelques problèmes pédologiques de mise en valeur des sols du delta central nigérien* (*Soudan français*), par G. Aubert.

6° Archives néerlandaises de Zoologie. *Volume jubilaire dédié à J. A. Bierens de Haan à l'occasion de son soixante-dixième anniversaire.*

7° Académie des Sciences de l'U. R. S. S. Institut d'informations scientifiques. *Referativny Journal. Matematika* nos 1-3.

Il signale également des feuillets polycopiés :

Union internationale de physique pure et appliquée. *Questions financières.* — *Informations reçues de la Société Norvégienne de Physique* (*Norsk Fysisk Selskap*).

---

(3) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1011.

(4) *Bull. Astr.*, 15, 1950, p. 105.

CALCUL FONCTIONNEL. — *Sur les opérateurs normaux maximaux dans l'espace hilbertien séparable et complet. Notion de « lieu » et ses propriétés.* Note de M. **Otton Martin Nikodým**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

La notion de « lieu » plus générale que celle introduite par l'auteur (¹) est définie, et la théorie de mesurabilité de leurs ensembles est esquissée. Un exemple, concernant les ensembles sur le plan complexe, et un autre formé de sous-espaces fermés de l'espace hilbertien est étudié, en vue d'applications aux opérateurs normaux.

1. Dans le Mémoire *Un nouvel appareil mathématique pour la Théorie des Quanta* (²), nous avons montré des avantages de la notion de la tribu d'espaces et de notions dérivées de celle-là pour l'étude des opérateurs self-adjoints. Nous allons faire de même pour les opérateurs normaux. En ce qui concerne la terminologie et les notations, nous nous référons à notre Note (¹), ou au Mémoire cité.

2. Par un *opérateur normal* (op. norm.) N dans l'espace hilbertien $\mathfrak{H}$ nous entendons un opérateur $H+iK$ où H, K sont des opérateurs self-adjoints et permutables.

Par le *quartier* $Q=Q(\alpha;\beta)$ généralisé du plan complexe $P(-\infty\leqq\alpha, \beta\leqq+\infty)$ nous entendons l'ensemble des points $z=x+iy$ où $x\leqq\alpha$, $y\leqq\beta$. Le théorème spectral pour N peut être énoncé de la manière suivante : *Il existe une fonction (unique) $s=s(Q(\alpha;\beta))$, définie pour tous les Q et dont les valeurs sont des espaces (esp.), telle que :* 1° *tous les espaces $s(Q)$ sont compatibles;* 2° $s(\emptyset)=s(\overrightarrow{O})=0$, $s(P)=\mathfrak{H}=1$; 3° $Q_1\subseteq Q_2$ *entraîne* $s(Q_1)\subseteq s(Q_2)$; 4° *si* $\alpha_1\geqq\alpha_2\geqq\ldots\to\alpha_0$ *et* $\beta_1\geqq\beta_2\geqq\ldots\to\beta_0$, *on a* $\Pi_{n=1}^{\infty}s(Q(\alpha_n;\beta_n))=s(Q(\alpha_0;\beta_0))$; 5° *si* $\alpha_1\leqq\alpha_2\leqq\ldots\to+\infty$ *et* $\beta_1\leqq\beta_2\leqq\ldots\to+\infty$, *on a* $\Sigma_{n=1}^{\infty}s(Q(\alpha_n;\beta_n))=1$; *et, quel que soit le vecteur X dans le domaine* $\mathbf{\square}N$ *de N, on a* $NX=\iint_P z\,d(\mathbf{P}_z X)$ *où* $z=x+iy$ *et où l'intégrale est une sorte de celle de Radon basée sur la mesure vectorielle* $\vec{\mu}(E)$ *dénombrablement additive (d. a.) sur les sous-ensembles boréliens de P et définie par* $\vec{\mu}(Q)=$ *projection de X sur $s(Q)$. Nous appelons $s(Q)$* échelle spectrale double de N.

3. Soit (B) une *tribu abstraite*, c'est-à-dire, un lattice distributif et complémentaire, possédant le zéro 0 et l'unité 1. Par *base de* (B) nous entendons un sous-ensemble B_0 de B tel que : α. $0, 1\in B_0$; β. a, $b\in B_0$ entraîne $a.b\in B_0$; γ. tout élément de B est somme d'un nombre fini d'éléments de B_0.

Les éléments de B_0 seront appelés *briques*. Par une *suite descendante* (s. d.) nous entendons toute suite infinie $\{a_n\}=(a_1\geqq a_2\geqq\ldots)$ de briques, $\{a_n\}\leqq\{b_n\}$ va

(¹) *Comptes rendus*, 244, 1943, p. 522.
(²) *Ann. Inst. H. Poincaré*, 11, 1949, p. 49-122.

signifier que pour tout n il existe m tel que $a_n \leqq b_m$. Deux s. d. $\{a_n\}$, $\{b_n\}$ sont dites *équivalentes*, $\{a_n\} \sim \{b_n\}$, lorsque $\{a_n\} \leqq \{b_n\}$ et $\{b_n\} \leqq \{a_n\}$. Par *suite descendante minimale* nous entendons $\{a_n\}$ telle que, si $\{b_n\} \leqq \{a_n\}$, on a ou $\{b_n\} \sim (0, 0, \ldots)$ ou bien $\{b_n\} \sim \{a_n\}$. Par un *lieu* nous entendons toute classe saturée de suites descendantes minimales équivalentes deux à deux; elles s'appelleront *représentantes du lieu*. (Cette notion diffère de celle étudiée dans le Mémoire cité et elle est beaucoup plus générale.)

4. *Exemple.* — Un *rectangle* généralisé du plan P est défini comme un ensemble $R = R(\alpha, \beta; \alpha', \beta') = \{x + iy \mid \alpha < x \leqq \beta, \alpha' < y \leqq \beta'\}$ et une *figure* f comme union finie de rectangles. Les figures f font une tribu (F) dont la base F_0 est composée des R. On voit qu'en tout point z du plan P il y a quatre lieux différents, appelés *voisins* (mais il y a aussi des lieux à « l'infini »); z s'appellera *leur sommet*.

5. *Exemple.* — Considérons, d'une manière générale, une fonction $s(Q)$ définie pour tout quartier Q et satisfaisant aux conditions 1°, 2° et 3° de 2. $s(Q)$ se laisse étendre aux figures f de manière qu'on ait $s(f \cup g) = s(f) + s(g)$, $s(\mathrm{co} f) = \mathrm{co}\, s(f)$ où $\mathrm{co} f = P - f$. Les $s(f)$ font une tribu (s) d'espaces dont les briques $s(R)$ constituent la base s_0 de (s). Il y a une correspondance biunivoque $\mathbf{A}^{-1}$ entre les lieux σ de s_0 et des lieux τ de F_0, mais il peut se faire qu'à un lieu de F_0 ne corresponde rien. Si E est un ensemble de lieux de F_0, nous définissons $\mathbf{A}(E)$ comme l'ensemble de tous les s_0-lieux dont les correspondants appartiennent à E.

6. Reprenons la tribu générale (B) de 3 et, supposons qu'elle soit plongée, par un isomorphisme, dans une tribu (G) dénombrablement additive admettant une mesure $\mu(e) \geqq 0$ qui soit dénombrablement additive et *effective*, c'est-à-dire, $\mu(e) = 0$ entraîne $e = 0$. Il en résulte que (G) est complètement additive. Les sommes dénombrables L de briques seront appelé *couvertures*. Nous dirons qu'une brique a *couvre le B_0-lieu* ξ, s'il existe un représentant $a \geqq a_1 \geqq \ldots$ de ξ, et que L est une *couverture de l'ensemble X de lieux*, lorsque pour chaque $\xi \in X$ il existe une brique a couvrant ξ et telle que $a \subseteq L$. Par *enveloppe extérieure* $[X]^*$ *de* X nous entendrons le produit de toutes les couvertures de X, et, par son *enveloppe intérieure* $[X]_*$, l'élément $1 - [\mathrm{co} X]^*$ où $\mathrm{co} X = V - X$ et V est l'ensemble de tous les lieux.

On a $[X]_* \leqq [X]^*$. Si $[X]_* = [X]^*$, l'ensemble X s'appellera *mesurable* et $[X] = [X]_* = [X]^*$ *son enveloppe*. Nous avons prouvé qu'il existe une suite, infinie dénombrable L_n de couverture de X telle que $[X]^* = \pi_n L_n$. Admettons les hypothèses suivantes : *Hyp. I.* Pour tout X, si L, M sont des couvertures de X et $\mathrm{co} X$ respectivement, on a $L + M = 1$; *Hyp. II.* Si Y est l'ensemble de tous les lieux couverts par une brique a, l'élément $\mathrm{co}\, a = 1 - a$ est une couverture de $\mathrm{co}\, Y$. Ceci admis, on prouve que, si X est mesurable, il en est de même pour $\mathrm{co} X$; l'union dénombrable d'ensembles mesurables est aussi mesurable et, chaque Y (voir plus haut) est mesurable. De plus on a $[\mathrm{co}\, X] = \mathrm{co}[X]$,

$\bigcup_{n=1}^{\infty} X_n] = \Sigma_{n=1}^{\infty} [X_n]$. Si l'on définit $\mu(X) = \lim \mu(L_n)$ où $[X] = \Pi_{n=1}^{\infty} L_n$ (les L_n étant des couvertures de X) on trouve que la mesure μ est dénombrablement additive sur la tribu dénombrablement additive des ensembles mesurables de lieux. L'égalité $X = Y$ est définie par $[X] = [Y]$; X s'appelle *ensemble nul* si, $[X] = 0$ et, ceci équivaut à $\mu(X) = 0$. Nous considérerons les fonctions $f(\xi)$ du lieu ξ et dont les valeurs sont des nombres complexes. La *mesurabilité* de $f(\xi)$, l'intégrale de Fréchet $\int_X f(\xi)\, d\mu$ et les fonctions de μ-carré sommable se définissent d'une manière usuelle. Les dernières constituent un espace hilbertien séparable et complet. Ceci sera appliqué aux opérateurs normaux.

GÉOMÉTRIE. — *Sur une représentation du champ unitaire.* Note de M. **Jean Hély**, présentée par M. Joseph Pérès.

On substitue aux équations d'Einstein un système d'équations explicites, en partie analogues et en partie identiques.
Relations avec les équations de L. de Broglie-A. Proca.

Donnons-nous un tenseur g_{ik} symétrique et considérons une connexion affine non symétrique

$$\Gamma^i_{kl} = \left\{ {i \atop kl} \right\} + G^i_{kl},$$

où $\left\{ {i \atop kl} \right\}$ sont les coefficients de la connexion riemannienne de g_{ik} et G^i_{kl} un tenseur, et substituons aux équations d'Einstein,

$$(1) \qquad \boxed{g_{\underset{+-}{ik};l} = 0} \qquad \text{les équations} \qquad \boxed{g_{\underset{++}{ik};l} = g_{\underset{--}{ik};l} = 0,}$$

qui doivent être satisfaites si l'on veut :

1° Que le produit scalaire $g_{ik}U^iV^k$ de deux vecteurs constants (tels que $U^i_{\underset{+}{;l}} = V^k_{\underset{+}{;l}} = 0$ ou que $U^i_{\underset{-}{;l}} = V^k_{\underset{-}{;l}} = 0$) soit lui-même constant;

2° Qu'à un vecteur U^k contravariant constant ($U^k_{\underset{+}{;l}}$ ou $U^k_{\underset{-}{;l}} = 0$) corresponde un vecteur covariant également constant ($U_{\underset{+}{i;l}}$ ou $U_{\underset{-}{i;l}} = 0$, avec $U_i = g_{ik}U^k$).

On vérifie aisément que

1° Le tenseur G_{ikl} est complètement antisymétrique et définit une forme cubique extérieure dont le vecteur adjoint φ^i va jouer le rôle d'un potentiel quadrivecteur;

$$2° \quad (\text{II}) \qquad \frac{1}{2}(\Gamma^s_{is} - \Gamma^s_{si}) = \Gamma^s_{\underset{\vee}{is}} = \boxed{\Gamma_i = 0};$$

$$3° \qquad R_{\underset{-}{kl}} = \frac{1}{2}(R_{kl} + R_{lk}) = \underset{0}{R_{kl}} - G^s_{kt}G^t_{sl},$$

$$R_{\underset{\vee}{kl}} = \frac{1}{2}(R_{kl} - R_{lk}) = G^s_{\underset{0}{kl;s}}$$

($\underset{0}{R}_{kl}$ et $\underset{0}{;}s$ désignent le tenseur de Ricci et la dérivée covariante ordinaires, construits à l'aide des $\left\{ {i \atop kl} \right\} \equiv \underset{0}{\Gamma}{}^{i}_{kl}$);

4°
$$\mathcal{R}^{kl}_{\vee} \equiv \sqrt{-g}\, R^{kl}_{\vee} = (\sqrt{-g}\, G^{skl})_{,s} \equiv \mathcal{G}^{skl}_{,s},$$

d'où

(III)
$$\boxed{\mathcal{R}^{\overset{kl}{\vee}}_{,k} = 0,}$$

équation tout à fait analogue à l'équation $\boxed{\mathfrak{g}^{\overset{kl}{\vee}}_{,k} = 0}$ d'Einstein.

Il suffit alors, pour obtenir des équations de champ (pour les dix g_{ik} et les quatre φ^i ou G_{ikl}), de poser les équations :

(IV)
$$\boxed{\underset{0}{R}_{ik} = \varepsilon T_{ik}.}$$

Elles entraînent :

(V)
$$\boxed{\left(T^{ik} - \frac{1}{2} g^{ik} T^{s}_{s}\right)_{\underset{0}{;}k} = 0.}$$

Pour $T^{k}_{l} = R^{ik}_{\vee} \underset{\vee}{R}_{il} - (1/4) g^{k}_{l} R^{is}_{\vee} \underset{\vee}{R}_{is} \equiv M^{k}_{l}$, les équations (IV) et (V) donnent en général :

$$\boxed{\underset{0}{R}_{ik} = \varepsilon M_{ik}, \qquad \underset{\vee}{R}_{ik,l} + \underset{\vee}{R}_{kl,i} + \underset{\vee}{R}_{li,k} = 0,}$$

et pour $T^{k}_{l} = \lambda^2 M^{k}_{l} + G^{sk}_{t} G^{t}_{sl} - 2 g^{k}_{l} \varphi^{s} \varphi_{s}$, $\varepsilon = 1$:

$$\boxed{\underline{R}_{kl} = \lambda^2 M_{kl} - 2 g_{kl} \varphi^{s} \varphi_{s}, \qquad \underset{\vee}{R}_{ik,l} + \underset{\vee}{R}_{kl,i} + \underset{\vee}{R}_{li,k} = \frac{2}{\lambda^2} G_{ikl},}$$

les φ^s étant égaux aux produits par $\sqrt{2K}/c^2\lambda$ (où K désigne la constante de Newton) des composantes du potentiel-quadrivecteur physique et jouant en outre le rôle d'un courant. Ceci est en liaison étroite avec le point de vue développé par L. de Broglie-Proca.

Si, enfin, H_{ik} est un tenseur antisymétrique tel que

$$\frac{H_{ik}}{\underset{\vee}{R}_{ik}} = \frac{H^{ik}}{R^{ik}_{\vee}} = \frac{H}{R} = \sqrt{\frac{H_{ik} H^{ik}}{\underset{\vee}{R}_{ik} R^{ik}_{\vee}}},$$

dont la grandeur absolue H est fonction de la grandeur absolue R du tenseur $\underset{\vee}{R}_{ik}$, et si l'on pose

$$N^{k}_{l} = R^{ik}_{\vee} H_{il} - \frac{1}{4} g^{k}_{l} \left[\int H_{is}\, d(R^{is}_{\vee}) + \int H^{is}\, d(\underset{\vee}{R}_{is}) \right],$$
$$T^{k}_{l} = \lambda^2 N^{k}_{l} + G^{sk}_{t} G^{t}_{sl} - 2 g^{k}_{l} \varphi^{s} \varphi_{s}, \qquad \varepsilon = 1,$$

les équations (IV) et (V) deviennent

$$R_{kl} = \lambda^2 N_{kl} - 2 g_{kl} \varphi^s \varphi_s, \qquad H_{ik,l} + H_{kl,i} + H_{li,k} = \frac{2}{\lambda^2} G_{ikl}$$

et fournissent une représentation du type Born-Infeld.

CALCUL ANALOGIQUE. — *Dispositif à piles et relais permettant la résolution analogique d'équations aux dérivées partielles non linéaires au moyen d'une chaîne à résistances et capacités.* Note de M. **André Blanc**, présentée par M. Gustave Ribaud.

La résolution du système d'équations :

$$\text{(1)} \qquad P\frac{\partial P}{\partial x} = -AQ^2$$

$$\text{(2)} \qquad \frac{\partial P}{\partial t} = -B\frac{\partial Q}{\partial x}$$

rencontré dans le régime variable des feeders de transport de gaz peut s'effectuer (analogie $P = V$, $i = Q$) au moyen d'une chaîne à résistances et capacités [1] à condition de gouverner, dans chaque cellule, en fonction de i et V, la valeur instantanée de la résistance série (loi $R = ai/V$ ou $v = ai^2/V$). La présente Note donne les grandes lignes d'une réalisation de ce type. La durée expérimentale est de l'ordre de 20 s, assez courte pour ne pas nécessiter des condensateurs très onéreux tout en restant très longue devant le temps de fonctionnement de relais (ordre de 1/100 s).

Supposons d'abord $V = (V_A + V_B)/2$ const., égal à V_1.

Tant que i est intérieur à l'intervalle (i', i''), $i' < i < i''$ tel que $i''/i' = \alpha$, on peut remplacer, avec une erreur relative, sur v, égale à

$$\varepsilon = f(\alpha) = f\left(\frac{1}{\alpha}\right) = \frac{(1-\alpha)^2}{1 + 6\alpha + \alpha^2},$$

l'arc de la caractéristique $v = (a/V_1)i^2$ par un segment de droite. Cette droite définit une pile (p_1) de caractéristique $v = i\rho_1 - e_1 = V_A - V_B$. Des lignes polygonales, fournissant, dans un grand intervalle, des approximations de caractéristiques $v = f(i)$ quelconques sont obtenues par combinaison de piles et de diodes. Dans l'analogie concernant le feeder 2 à 3 segments suffisent largement.

L'élément série est dans chaque cellule modifié (par n « sauts ») en fonction de $V = (V_A + V_B)/2$ au moyen de n relais commandés par V à travers des cathodes " follower ".

---

(1) G. Ribaud, *Jour. Usines à Gaz.*, 1952, n° 3 et 4.

L'intervalle (V_{max}, V_{min}) à considérer (pour la cellule envisagée) est divisé en $2n+2$ échelons de même hauteur relative :

$$\frac{V_0}{V_1}=\frac{V_1}{V_2}=\frac{V_{2n+1}}{V_{2n+2}}=1+h.$$

Pour $V_{2i}<V<V_{2i+2}$ la pile $(p)=(V_1/V)(p_1)$, qu'il faudrait, est remplacée par la pile $p_{2i+1}=(V_1/V_{2i+1})p_1$; l'erreur relative, nulle pour $V=V_{2i+1}$, atteint $\pm h$ aux extrémités de l'intervalle (V_{2i}, V_{2i+2}).

Toutes les piles $p_{2i+1}=(V_1/V_{2i+1})\,p_1$ à utiliser ont même courant de court-circuit $J_{2i+1}=e_{2i+1}/\rho_{2i+1}=e_1/\rho_1=J_1$. Dans la représentation de Norton elles ne diffèrent que par la résistance interne, d'où le montage effectivement réalisé : le courant imposé J_1 (obtenu par pentode ou triode) va de la borne A à la borne B de l'élément à obtenir ; on dispose de plus, entre A et B, $n+1$ résistances : ρ_1, $\rho_2=\rho_3-\rho_1$, ... $\rho_{2i}=\rho_{2i+1}-\rho_{2i-1}$ ... $(i=1, \ldots n)$ en série.

La résistance ρ_{2i} est court-circuitée par le relais R_i lorsque $V>V_{2i}$, mise en circuit pour $V<V_{2i}$: lorsque V prend la valeur $V=V_{2i}$, en décroissant, le relais R_i change ainsi la pile p_{2i-1} en la pile p_{2i+1}.

Si la caractéristique $v=f_{(i)}$ est à p segments, chaque relais R_i doit commander simultanément p courts-circuits au passage par la valeur V_{2i}.

Avec un nombre de relais relativement faible on pourra diminuer h et accroître la précision en étudiant le phénomène dans des intervalles successifs adjacents de la variable V, l'état final pour un intervalle déterminé sera l'état initial pour le suivant.

Ce procédé est facile à mettre en œuvre dans ce montage où le simple réglage de résistances variables gouverne les tensions de fonctionnement des relais et les caractéristiques des piles.

La méthode s'applique sans changement à l'obtention de caractéristiques $v=f_{(V)}\cdot\varphi_{(i)}\cdot i$, ou $R=f_{(V)}\cdot\varphi_{(i)}$.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Amortissement de la vitesse tangentielle dans un écoulement hélicoïdal.* Note (*) de M. **Cahit Ozgur**, présentée par M. Joseph Pérès.

Ainsi que nous l'avons signalé dans une Note précédente, l'inclinaison θ_0 de la vitesse près de la paroi est suffisante pour fixer approximativement la répartition des vitesses tangentielles dans une section transversale. Dans la présente Note nous étudions la variation de θ_0 en fonction de X, distance à l'entrée, c'est-à-dire l'amortissement de la rotation.

Équation générale et hypothèses. — En appliquant le théorème d'Euler on

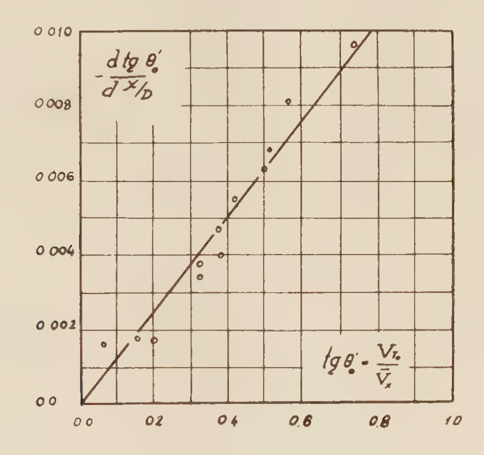
(*) Séance du 15 mars 1954.

trouve la relation suivante :

$$(1)\qquad -\tau_T = \frac{1}{r^2}\rho\int_0^{r} r^2 \frac{\partial V_X V_T}{\partial X}\,dr + \frac{1}{r^2}\int_0^{r} r^2 \frac{\partial \tau_z}{\partial X}\,dr$$

dans laquelle τ_T, τ_Z. V_X, V_T sont respectivement tension tangentielle de frottement, tension de frottement entre des surfaces transversales, vitesse axiale, vitesse tangentielle.

D'après nos expériences, l'amortissement étant extrêmement lent, le deuxième terme de l'équation (1) est négligeable devant le premier. Les courbes de répartition des vitesses tangentielles peuvent se décomposer en deux parties : entre la paroi et le rayon r_1, on a pour expression $V_T r = V_{T_0} r_0 = \text{const.}$ entre r_1 et l'axe $V_T/r = V_{T_1}/r_1 = \text{const.}$ De plus, pour faciliter les calculs nous considérons que la répartition des vitesses axiales est uniforme, en dehors du film laminaire.



Expression de l'amortissement. — Les quantités qui peuvent entrer dans cette équation sont (V_X, V_T, ρ, μ, X, D, τ_T). L'analyse dimensionnelle montre qu'il n'y a que quatre combinaisons indépendantes sans dimension :

$$\left(\frac{V_X}{V_T} = \operatorname{tg}\theta,\ R_e,\ X' = \frac{X}{D},\ C'_f = \frac{\tau_T}{\rho\frac{V_T^2}{2}}\right).$$

Si le nombre de Reynolds est supérieur à une certaine limite il n'interviendra pas et l'on pourra donc écrire l'équation sous la forme

$$(2)\qquad \operatorname{tg}\theta = f(X', C'_f).$$

Or, en intégrant entre zéro et le rayon r_0 de la conduite et se basant sur les hypothèses, on déduit de l'équation (1)

$$\tau_{T_0} = \frac{\rho}{r_0^2} V_X \frac{d}{dX}\left(V_{T_1}\frac{r_1^3}{4} + \frac{V_{T_0} r_0^3}{2} - \frac{V_{T_0} r_0 r_1^2}{2}\right)$$

en posant

$$V_{T_1} r_1 = V_{T_0} r_0, \qquad \frac{r_1}{r_0} = m, \qquad \tau_{T_0} = C'_f \frac{\rho V^2_{T_0}}{2},$$

on obtient finalement

(3) $$2 C'_f \operatorname{tg}^2 \theta_0 = -\frac{d}{dX'}\left[\operatorname{tg}\theta_0\left(1 - \frac{1}{2} m^2\right)\right].$$

D'autre part pour donner une relation simple, exprimant d'une façon approchée les résultats expérimentaux (*fig.* 1), nous proposons la formule suivante :

(4) $$A \operatorname{tg}\theta_0 = -\frac{d \operatorname{tg}\theta_0}{dX'}, \qquad A = 0,01285.$$

Dans la relation (3) m est une fonction de θ_0; en choisissant cette fonction convenablement on peut mettre la formule théorique sous cette dernière forme : l'intégration de (4) donne

$$\operatorname{tg}\theta_0 = K_1 e^{-AX'}$$

en portant cette valeur dans (3) et posant $y = (1 - (1/2) m^2)$ on obtient une équation différentielle linéaire,

(5) $$\frac{dy}{dx} - Ay = -2 C'_f K e^{-AX'}$$

soit après l'intégration

(6) $$y = \frac{C'_f}{A} K_1 . e^{-AX'} + K_2 e^{AX'}$$

$K_1 K_2$ est défini par les conditions aux limites et l'équation donnant m peut s'écrire

(7) $$y = \left(1 - \frac{1}{2} m^2\right) = \frac{C'_f}{A} \operatorname{tg}\theta_0 + \left(0,98 - \frac{C'_f}{A}\right) \frac{1}{\operatorname{tg}\theta_0}$$

Il ne reste qu'à déterminer le coefficient C'_f de façon que $0 < m < 1$. Cette condition nous donne $C'_f = 0,0117$.

Notons que malgré sa concordance avec l'expérience pour les rotations fortes, la formule (4) ne donne pas une bonne approximation quand θ_0 est inférieur à 8°.

MÉCANIQUE APPLIQUÉE. — *Sur un phénomène de combustion vibratoire dans les moteurs à carburation.* Note (*) de M. **Michel Durin**, présentée par M. Joseph Pérès.

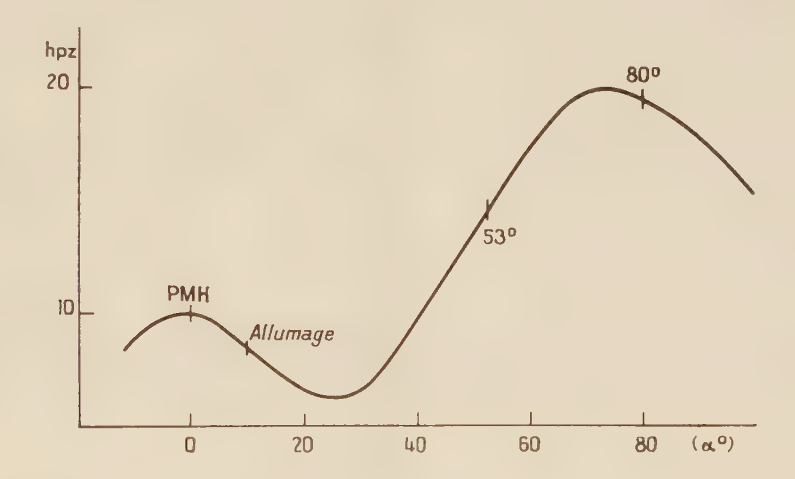
Au cours d'une étude sur l'évolution des pressions dans la chambre de combustion d'un moteur à carburation, nous avons observé des phénomènes vibratoires que nous nous proposons de décrire.

(*) Séance du 22 mars 1954.

Le moteur est un monocylindre ayant un alésage de 85 mm et une course de 102 mm. L'air aspiré est réchauffé avant son admission au carburateur.

Les pressions sont mesurées avec un manographe dont la membrane, qui affleure la surface de la chambre de combustion, constitue l'armature mobile d'un condensateur. Les variations de capacité se traduisent par des variations de tension appliquées aux plaques d'un oscillographe cathodique dont le spot trace l'évolution de la pression en fonction du temps. La sensibilité correspond à un déplacement du spot de 5,3 hpz/mm. Un système de marquage permet de repérer sur les courbes le point mort haut.

Nous avons utilisé de l'essence commerciale d'un nombre d'octane de 71 et un rapport volumétrique de 7,3/1 (au delà duquel le moteur ne peut plus fonctionner correctement). La richesse du mélange carburé est de 0,93 et le cliquetis audible apparaît pour une avance à l'allumage de 5°.



La figure représente schématiquement les variations de pression pendant le temps moteur, en fonction de l'angle de manivelle α lorsque le déclenchement de l'étincelle électrique a lieu 10° après le point mort haut.

La pression décroît durant les 14° qui suivent le passage de l'étincelle, ceux-ci caractérisant le délai d'allumage; puis elle croît jusqu'à un angle de 53° à partir duquel apparaissent des vibrations de fréquence 5 800 Hz et d'une amplitude maximum de 0,2 hpz. Elles se poursuivent au delà du maximum de pression (obtenu pour $\alpha = 73°$) puis s'amortissent progressivement et disparaissent pour $\alpha = 80°$.

La courbe précédente correspond à une vitesse de moteurs de 890 t/mn. Nous les avons également observées avec une vitesse de 1250 t/mn, mais leur amplitude est alors si faible qu'il ne nous a pas été possible de la mesurer.

Si on déclenche l'étincelle électrique au point mort haut, on observe

des vibrations analogues avec, cette fois, une fréquence de 12 700 Hz et une amplitude de 0,4 hpz.

Enfin, lorsque l'étincelle apparaît 25° avant le point mort haut (cette avance correspondant au cliquetis maximum), on observe les vibrations bien connues précédant la discontinuité de pression qui caractérise le cliquetis. Il nous paraît que ces vibrations (qui dans nos expériences ont une fréquence de 14 500 Hz et une amplitude de 1,3 hpz) sont étroitement apparentées aux phénomènes oscillatoires que nous venons de décrire.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Nouvelle présentation de la théorie covariante des champs.* Note de M. **René Chenon**, présentée par M. Louis de Broglie.

La théorie covariante de M. M. Tomonaga-Schwinger utilise des surfaces σ qui disparaissent en fin de calcul. Le but de cette Note est d'indiquer la possibilité d'une théorie covariante où n'interviennent pas initialement de telles surfaces. Cette présentation permet de définir des descriptions du type Schrödinger covariantes.

1. *Évolution du vecteur d'état.* — Dans une description de Heisenberg (H), le vecteur d'état Ψ^{H} est indépendant de t et de $\vec{x}$, c'est-à-dire du point d'univers $x(x_{1,2,3}=\vec{x},\ x_4=it)$

$$\partial_\mu \Psi^{H}=0 \qquad (\mu=1,\ 2,\ 3,\ 4).$$

Si l'on passe de cette description (H) à une description (D) à l'aide d'un opérateur unitaire U dépendant de x, on obtient $\Psi^{D}(x)=U(x)\Psi^{H}$ qui vérifie :

$$i\hbar\,\partial_\mu \Psi^{D}=(i\hbar\,\partial_\mu U\,.\,U^{-1})\,\Psi^{D}. \tag{1}$$

Inversement si l'on considère des équations du type

$$i\hbar\,\partial_\mu \Psi=E_\mu \Psi, \tag{2}$$

où E est un opérateur vecteur hermitique ($E^{+}_{1,2,3}=E_{1,2,3}\,E^{+}_{4}=-E_4$) vérifiant les conditions d'intégrabilité :

$$i\hbar(\partial_\mu E_\nu-\partial_\nu E_\mu)+[E_\nu,\ E_\mu]=0. \tag{3}$$

Ces conditions entraînent l'existence d'un opérateur unitaire U tel que $E_\mu=i\hbar\,\partial_\mu U\,.\,U^{-1}$.

Dans un changement de description défini par l'opérateur unitaire $V(x)$, E_μ ne se transforme pas comme un opérateur « ordinaire » A pour lequel $A\rightarrow A'=VAV^{-1}$ mais suivant $E_\mu\rightarrow E'_\mu=VE_\mu V^{-1}+i\hbar\partial_\mu V.V^{-1}$.

2. *Évolution du champ.* — On obtient $\partial_\mu < A > = < D_\mu A >$ pour la valeur moyenne $< A >$ d'un opérateur en définissant

$$i\hbar\,D_\mu A=i\hbar\,\partial_\mu A+[A,\ E_\mu], \tag{4}$$

D_μ possède les propriétés formelles d'une dérivation, de plus D_μ se transforme d'une façon covariante aux descriptions, c'est-à-dire $(D_\mu A)' = D'_\mu A'$. $D_\mu A$ est un opérateur « ordinaire ».

Soit $\varphi(x)$ l'opérateur qui définit le champ (φ symbolise un objet à composantes φ_α). Si l'on admet l'existence d'une description (S) où $\partial_\mu \varphi^S = 0$, (4) devient $i\hbar D_\mu \varphi^S = [\varphi^S, E^S_\mu]$. On est donc conduit à définir un opérateur « ordinaire » K_μ qui coïncide avec E^S_μ dans cette description (S). Dans toute description, on aura

$$i\hbar D_\mu \varphi = [\varphi, K_\mu], \tag{5}$$

les conditions (3) donnent

$$i\hbar(D_\mu K_\nu - D_\nu K_\mu) - [K_\nu, K_\mu] = 0. \tag{6}$$

Inversement, si l'on admet l'existence d'un opérateur K_μ — impulsion-énergie du système — tel que le champ « évolue » suivant les équations (5), les conditions (6) entraînent l'existence d'une description (S) où $K^S_\mu = E^S_\mu$ c'est-à-dire $\partial_\mu \varphi^S = 0$.

Pour un champ isolé dans le vide, c'est-à-dire en l'absence de sources extérieures, les opérateurs K_μ seront des « constantes du mouvement », dans une description de Heisenberg $\partial_\mu K^H_\nu = 0$. Donc dans toute description : $D_\mu K_\nu = 0$. Les conditions (6) se réduisent à $[K_\mu, K_\nu] = 0$.

La transformation $U = \exp(-(i/\hbar) K^H_\mu x_\mu)$ conduit de cette description H à une description (S) où $K^S_\mu = E^S_\mu = K^H_\mu$ et où non seulement φ^S mais toutes les dérivées $D^{\alpha,\beta,\ldots}\varphi^S$ sont indépendantes de x.

3. *Champs en interaction.* — L'ensemble des deux champs 1,2 en interaction est considéré comme formant un système isolé. Il existe donc une description (S) où

$$E^S_\mu = K^S_\mu = K^{1S}_\mu + K^{2S}_\mu + K^{1,2S}_\mu \tag{7}$$

avec des notations évidentes.

Si l'on admet de plus que K_μ a le même spectre que $K^{0S}_\mu = K^{1S}_\mu + K^{2S}_\mu$, c'est-à-dire qu'il existe un opérateur hermitique A(constant) tel que $= K^S_\mu = e^{-(i/\hbar)A} K^{0S}_\mu e^{+(i/\hbar)A}$, ce qui donne $K^{1,2S}_\mu = [e^{-(i/\hbar)A}, K^{0S}_\mu]\, e^{(i/\hbar)A}$ les conditions $[K^S_\mu, K^S_\nu] = 0$ sont alors vérifiées.

La transformation unitaire $U(x) = \exp[(i/\hbar) K^{0S}_\mu x_\mu]$ conduit de (S) à une description (I), d'interaction, où

$$\begin{cases} E^I_\mu(x) = U(x)\, K^{1,2S}_\mu U^{-1}(x), \\ K^I_\mu \quad = K^{1S}_\mu + K^{2S}_\mu + E^I_\mu. \end{cases} \tag{8}$$

D'après la première partie $E^I_\mu(x)$ doit pouvoir s'écrire sous la forme $i\hbar\partial_\mu V.V^{-1}$; on obtient en effet :

$$V = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\Lambda(x)\right), \qquad \text{où} \quad \Lambda(x) = U(x)\, A U^{-1}(x). \tag{9}$$

4. *Liaison avec la théorie de Tomonaga.* — Soit σ_x la surface antérieure du cône de lumière C_x^- de sommet x, σ_x est limite d'une surface de genre espace. Le vecteur d'état $\Psi(\sigma_x)$ est une fonction de $x : \Psi(x)$, invariante par transformation de Lorentz et qui vérifie nécessairement une équation du type (2). On est conduit pour retrouver les résultats habituels à prendre dans (9)

$$A = \int \mathcal{H}(x) f(x)\, dx \qquad \text{qui donne} \quad A(x) = \mathcal{H}(x) \otimes f(x),$$

$\mathcal{H}(x)$ désignant la densité hamiltonnienne d'interaction et $f(x)$ la fonction égale à 1 à l'intérieur de C_0^-, et à zéro à l'extérieur.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Relation entre le volume occupé en moyenne par un électron dans le cortège d'un atome et le potentiel électrique moyen régnant dans ce domaine.* Note (*) de Mme **Simone Odiot** et M. **Raymond Daudel**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le volume moyen qu'occupe un électron dans le domaine que l'on peut associer à une couche d'un atome est approximativement inversement proportionnel à la puissance 3/2 du potentiel moyen régnant dans ce domaine.

On a montré ([1]) qu'en considérant les minima successifs de la densité radiale dans le cortège d'un atome ([2]) il est possible d'associer un certain domaine à chaque couche. En divisant le volume de ce domaine par le nombre des électrons qu'on y rencontre en moyenne on obtient une mesure du volume moyen V que tend à occuper chaque électron dans ladite couche.

Nous avons cherché à relier ce volume V au potentiel moyen P existant dans une couche complète.

Puisque l'état de l'atome est supposé présenter la symétrie sphérique on peut envisager la charge $Z_p(r)$ qui placée au noyau crée en un point situé à distance r de ce noyau un potentiel égal à celui que créent noyau et électrons de l'atome.

On peut écrire :

$$Z_p(r) = Ze + Q(r),$$

si Z est le numéro atomique de l'atome et $Q(r)$ la charge représentant la contribution des électrons. Puisque en raison de l'antisymétrie de l'onde électronique Ψ associée à l'atome chaque électron introduit en moyenne dans $Q(r)$

(*) Séance du 22 mars 1954.

([1]) R. Daudel, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 886; H. Brion et S. Odiot, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 616; S. Odiot, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1399.

([2]) Dans un état à symétrie sphérique.

une contribution égale, la contribution de l'un d'eux correspond à $[Q(r)/n]$ si n est le nombre des électrons.

Le potentiel ressenti par un des électrons (dû aux noyaux et aux $n-1$ autres électrons) est donc de la forme

$$Z'_p(r) = Ze + \frac{(n-1)Q(r)}{n}.$$

Il apparaît clairement que dès que n est un peu grand on peut remplacer $[((n-1)/n)Q(r)]$ par $Q(r)$ et Z'_p par Z_p. Nous avons fait cette approximation qui simplifie le calcul (car on trouve directement Z_p dans les tables de Hartree) après avoir contrôlé qu'elle n'altère que peu l'essentiel des résultats.

Le potentiel moyen P_D ressenti par un électron dans un volume D s'écrit alors

$$P_D = \frac{\displaystyle\sum_i \int_{\vec{r}_i \in D} \Psi^*(\vec{r}_1, \ldots, \vec{r}_i, \ldots, \vec{r}_n) \frac{Z_p}{r_i} \Psi(\vec{r}_1, \ldots, \vec{r}_2, \ldots \vec{r}_n)\, d\tau}{\displaystyle\sum_i \int_{\vec{r}_i \in D} \Psi^* \Psi \, d\tau}.$$

Le symbole $\vec{r}_i \in D$ signifie que l'intégration n'est faite que lorsque l'extrémité du vecteur $\vec{r}_i$ est intérieure à D.

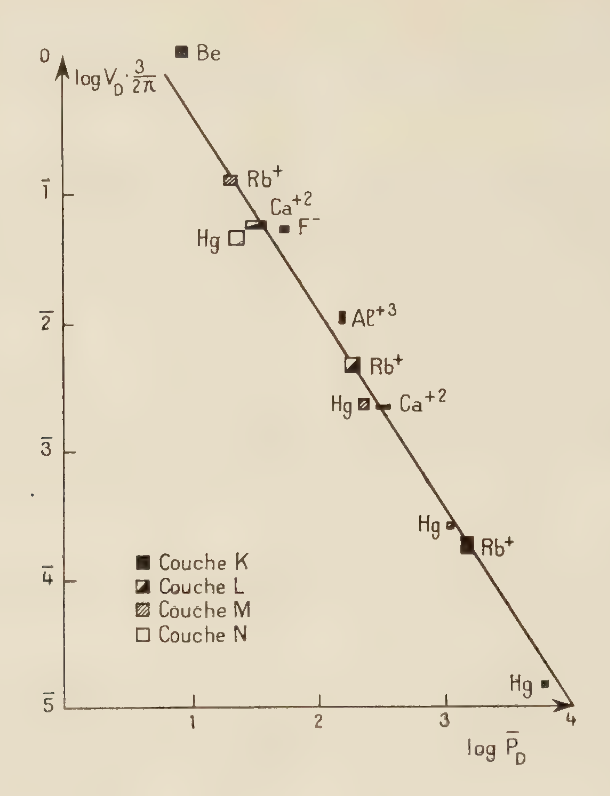
On trouvera dans le tableau ci-dessous les résultats de ces calculs, effectués d'après les fonctions de Hartree (3), (4); V_D étant le volume moyen associé à un électron d'une couche D et $\overline{P}_D$ le potentiel moyen correspondant.

Éléments.	$\frac{3}{2\pi}\frac{V_K}{a_0^3}$.	P_K.	$\frac{3}{2\pi}\frac{V_L}{a_0^3}$.	$\overline{P}_L$.	$\frac{3}{2\pi}\frac{V_M}{a_0^3}$.	P_M.	$\frac{3}{2\pi}\frac{V_N}{a_0^3}$.	P_N.
Be......	1,42 ±0,02	9,5 ±0,07	–	–	–	–	–	–
F^-......	0,053 ±0,002	55,8 ±0,7	–	–	–	–	–	–
Al^{+3}....	0,0106 ±0,001	130,4 ±3	–	–	–	–	–	–
Ca^{+2}...	0,0022 ∓0,0005	334 ±41	0,065 ±0,003	33 ±3	–	–	–	–
Rb^+....	0,0002 ±0,00003	1370 ±100	0,0046 $\pm 3.10^{-4}$	183 ±13	0,428 $\pm 4.10^{-3}$	20±1	–	–
Hg.....	0,000016 $\pm 1.10^{-6}$	5800 ±210	0,00026 $\pm 8.10^{-6}$	1053 ±42	0,00227 ±13.10[illegible]	228±9	0,05 $\pm 4.10^{-3}$	36±2

(3) Pour Be et Hg d'après HARTREE, *Proc. Roy. Soc.*, 149, 1935, p. 210.
Pour Ca^{++} » » » 164, 1937, p. 157.
Pour Al^+_3, Rb^+, F^- » » » 151, 1935, p. 96.

(4) On a adopté des Z_p négligeant les échanges après avoir vérifié que les échanges n'altèrent pas sensiblement les valeurs des Z_p.

On a adopté comme unité de charge celle de l'électron et comme unité de longueur le rayon de l'orbite de Bohr K de H.



La courbe de la figure montre que l'on a sensiblement :

$$V_D = \frac{k}{P_D^{1,5}}.$$

En fait la quantité : $V_D . P_D^{1,5}$ n'est pas rigoureusement constante, mais elle ne varie pas plus d'un facteur 2 lorsque V_D et P_D varient respectivement l'un d'un facteur 100 000 l'autre d'un facteur 10 000.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Équations macroscopiques de la résonance quadrupolaire.* Note de M. **François Lurçat**, présentée par M. Louis de Broglie.

En résonance magnétique nucléaire, on explique généralement les phénomènes d'induction par une théorie macroscopique, et les phénomènes d'absorption par une théorie microscopique. En résonance quadrupolaire, on n'a fait jusqu'à présent que des expériences d'absorption, et des théories microscopiques. Il serait intéressant de faire des expériences d'induction, en transposant les méthodes utilisées en résonance magnétique [méthode de

Bloch [1] ou méthode des échos de spin]. Nous avons établi une théorie macroscopique, par une méthode analogue à celle utilisée pour la résonance magnétique par Wangsness et Bloch [2].

Dans cette Note, nous négligerons les phénomènes de relaxation. Nous supposerons que tous les noyaux actifs dans la résonance sont identiques, et *placés dans des champs électriques identiques*. Soient (I_x, I_y, I_z) le spin d'un de ces noyaux, I la valeur maximum de I_z, (eQ_{ik}) le tenseur moment quadrupolaire de ce noyau, eQ la valeur maximum de eQ_{zz}, Oz la direction commune des axes de révolution des gradients, $(\partial E_z/\partial z) = -(\partial^2\varphi/\partial z^2) = -q$ leur intensité. Il s'agit d'étudier la variation des grandeurs macroscopiques : vecteur aimantation $\vec{M} = N\gamma\left\langle\vec{I}\right\rangle$, et tenseur « densité de moment quadrupolaire » $D_{ik} = N < eQ_{ik} >$, N désignant le nombre des noyaux actifs par unité de volume, γ leur rapport gyromagnétique, et $< A >$ la valeur moyenne de la grandeur A, prise sur un petit domaine macroscopique.

Nous partirons de l'équation d'évolution : $(d < A >/dt) = (i/\hbar) < [\mathcal{H}, A] >$, où $\mathcal{H}$ est l'hamiltonien. Si d'abord nous ne tenons pas compte du champ radiofréquence, l'hamiltonien est :

$$\mathcal{H} = \frac{eqQ}{4I(2I-1)}(3I_z^2 - I^2) \qquad (I^2 = I_x^2 + I_y^2 + I_z^2).$$

Nous poserons

$$\frac{3eqQ}{4I(2I-1)} = \hbar\omega_0 = \frac{q\alpha}{2}, \qquad I^{\pm} = I_x \pm iI_y, \qquad I_2^0 = 3I_z^2 - I^2, \qquad I_2^{\pm 1} = I_z I^{\pm} + I^{\pm} I_z.$$

L'hamiltonien s'écrit alors : $\mathcal{H} = (1/3)\hbar\omega_0 I_2^0$. Les équations d'évolution du spin moyen sont

$$(1) \qquad \frac{d < I^{\pm} >}{dt} = \frac{i}{\hbar}\left\langle [\mathcal{H}, I^{\pm}] \right\rangle = \frac{i\omega_0}{3} < [I_2^0, I^{\pm}] > = \pm i\omega_0 < I_2^{\pm 1} >$$

Le tenseur moment quadrupolaire s'exprime en fonction du spin [3]

$$eQ_{ik} = \alpha\left(I_i I_k + I_k I_i - \frac{2}{3}\delta_{ik} I^2\right).$$

Donc $eQ_{xz} \pm ieQ_{yz} = \alpha I_2^{\pm 1}$ et les équations (1) donnent

$$(2) \qquad \frac{dM_x}{dt} = -\omega_0\frac{\gamma}{\alpha}D_{yz}, \qquad \frac{dM_y}{dt} = \omega_0\frac{\gamma}{\alpha}D_{xz}, \qquad \frac{dM_z}{dt} = 0.$$

Cherchons les équations d'évolution de D_{xz}, D_{yz}, c'est-à-dire de $\langle I_2^{\pm 1}\rangle$.

$$(3) \qquad \frac{d\langle I_2^{\pm 1}\rangle}{dt} = \frac{i\omega_0}{3}\langle [I_2^0, I_2^{\pm 1}]\rangle = \pm i\omega_0\langle I_3^{\pm 1}\rangle.$$

---

(1) A. Kastler, *Experientia*, 8, 1952, p. 1.

(2) *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 728.

(3) Landau, Lifchitz, *Mécanique quantique*, Moscou-Léningrad, 1948, p. 301.

en posant $I_3^{\pm 1} = I_z I_2^{\pm 1} + I_2^{\pm 1} I_z$. $I_3^{\pm 1}$ fait en général intervenir le « moment octupolaire » du noyau ([4]). Cependant, *pour* $I = 1$, le moment octupolaire est nul. Dans ce cas, $I_3^{\pm 1} = I^{\pm}$. L'équation (3) s'écrit alors

$$\frac{d \langle I_2^{\pm 1} \rangle}{dt} = \pm i\omega_0 \langle I^{\pm} \rangle. \tag{4}$$

Cette équation, jointe à (1), montre qu'il y a une seule fréquence de résonance, égale à $\pm \omega_0$. Les équations macroscopiques correspondantes sont

$$\frac{dD_{yz}}{dt} = \omega_0 \frac{\alpha}{\gamma} M_x, \qquad \frac{dD_{xz}}{dt} = -\omega_0 \frac{\alpha}{\gamma} M_y. \tag{5}$$

Lorsque $I > 1$, il faut écrire les équations d'évolution de $\langle I_3^{\pm 1} \rangle$

$$\frac{d \langle I_3^{\pm 1} \rangle}{dt} = \frac{i\omega_0}{3} \langle [I_2^0, I_3^{\pm 1}] = \pm i\omega_0 \langle I_z I_3^{\pm 1} + I_3^{\pm 1} I_z \rangle. \tag{6}$$

Le second membre fait intervenir en général le « moment sédécipolaire ». Cependant, *pour* $I = 3/2$, ce moment est nul. Dans ce cas, $I_z I_3^{\pm 1} + I_3^{\pm 1} I_z = 4 I_2^{\pm 1}$. Donc

$$\frac{d \langle I_3^{\pm 1} \rangle}{dt} = \pm 4 i\omega_0 \langle I_2^{\pm 1} \rangle. \tag{7}$$

Les équations (7) et (3) montrent qu'il y a une seule fréquence de résonance, égale à $\pm 2\omega_0$.

En présence d'un champ radiofréquence, les équations s'obtiennent par la même méthode. Soit $\vec{H}(t) = (H_x, H_y, H_z)$ ce champ. Les équations *pour* $I = 1$ sont

$$\frac{dM_x}{dt} = -\omega_0 \frac{\gamma}{\alpha} D_{yz} + \gamma (M_y H_z - M_z H_y) \qquad \frac{dM_y}{dt} = \omega_0 \frac{\gamma}{\alpha} D_{xz} + \gamma (M_z H_x - M_x H_z),$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma (M_x H_y - M_y H_x) \qquad \frac{dD_{yz}}{dt} = \omega_0 \frac{\alpha}{\gamma} M_x + \gamma \{ D_{xy} H_y - D_{xz} H_z + (D_{zz} - D_{yy}) H_x \},$$

$$\frac{dD_{xz}}{dt} = -\omega_0 \frac{\alpha}{\gamma} M_y + \gamma \{ D_{yz} H_z - D_{xy} H_x + (D_{xx} - D_{zz}) H_y \},$$

$$\frac{dD_{xy}}{dt} = \gamma \{ D_{xz} H_x - D_{yz} H_y + (D_{yy} - D_{xx}) H_z \},$$

$$\frac{dD_{xx}}{dt} = 2\gamma (D_{xy} H_z - D_{xz} H_y) \qquad \frac{dD_{yy}}{dt} = 2\gamma (D_{yz} H_x - D_{xy} H_z).$$

Les équations macroscopiques s'obtiennent de la même façon pour les noyaux de spin plus élevé. Elles font intervenir comme grandeurs auxiliaires, pour des noyaux de spin $I = l/2$, tous les « moments multipolaires » (cinétiques), jusqu'au moment 2^l-polaire.

([4]) Il s'agit évidemment du moment cinétique, analogue au spin, et non du moment magnétique.

PHYSIQUE GÉNÉRALE. — *Organisation du voisinage G_v d'une grandeur G en vue d'une mesure précise.* Note de MM. **Paul Renaud**, **Maurice Joly** et **Dikran G. Dervichian**, présentée par M. Louis de Broglie

Toute grandeur expérimentale G se discerne mal de son voisinage G_v. L'organisation de ce voisinage permet la mesure précise de G. Cette organisation correspond à l'annulation de deux jeux cohérents de dérivées partielles, l'un dans le système contenant G et l'autre dans l'appareil de mesure.

On peut considérer comme un fait d'expérience que certains types de grandeurs et de procédés de mesures fournissent des mesures toujours convergentes, non seulement pour un même expérimentateur, mais aussi lorsque des observateurs différents comparent leurs résultats. On dit alors qu'il s'agit de grandeurs bien définies ou reproductibles.

Une grande part de ce qu'on désigne par l'habileté de l'expérimentateur réside dans le fait que, pour définir un système expérimental S et ses propriétés, il choisit intuitivement des grandeurs bien définies, par exemple pour les diverses dimensions ou pour les cotes de ses croquis.

Une erreur fréquente consiste à désigner, dans un système S, une grandeur à mesurer G au moyen d'une spécification insuffisante qui confond G avec des grandeurs voisines différentes. On ne peut alors obtenir pour G de valeur convergente et reproductible, parce que la discernabilité est insuffisante. On dit, dans ce cas, que l'on mesure « n'importe quoi ».

Nous nous proposons de dégager les conditions dans lesquelles se présente ce phénomène fondamental de la physique expérimentale. La première des difficultés d'une mesure est de repérer exactement et de désigner la grandeur à mesurer G. On a pris l'habitude, quand on fait cette opération D, de postuler l'unicité de la grandeur G au moment où on la désigne. Or cette attitude est erronée. L'erreur provient du fait que les mots que nous utilisons ne possèdent pas une précision infinie et laissent toujours une certaine ambiguïté dans la désignation de G. Cette grandeur G est inévitablement confondue, au cours de l'opération D, avec un groupe de ses voisines G_v. Cette confusion oblige à organiser le voisinage G_v pour pouvoir mesurer G. Si l'écart entre G et G_v est inférieur à l'erreur tolérée, les mesures sont convergentes.

Pour satisfaire à cette condition, la méthode la plus commode est de mesurer des grandeurs stationnaires. C'est ce que l'expérience enseigne pour les longueurs. Dans tous les ateliers, on trouve des pieds à coulisse au centième et des palmers, qui sont construits pour mesurer seulement des grandeurs stationnaires, mais qui les mesurent au 1/100e de millimètre facilement et sans discussion (le palmer est appelé familièrement le juge de paix). Leur usage permet de construire et de reproduire des systèmes réels S avec précision, au moyen de quelques données seulement.

Considérons, par exemple, un cylindre circulaire droit expérimental. Le pied à coulisse permet de mesurer son diamètre d et sa hauteur h. Il ne permet pas de mesurer son rayon ou sa demi-hauteur. Or d et h sont des valeurs particulières de la distance l qui sépare deux points de la surface du cylindre. On conçoit que cette distance puisse varier de façon continue, mais le pied à coulisse ne fournit pas le moyen d'évaluer cette variation avec précision. Il est nécessaire, pour cela, de se reporter à la représentation du système S au moyen de ses schémas, en l'occurrence aux croquis cotés et aux équations qui les précisent. Sur ces schémas apparaissent des longueurs qui varient de façon continue et dont la grandeur G, mesurée avec précision sur l'objet réel S, ne représente qu'une valeur stationnaire. L'écart entre G et G_v est alors minimum (du second ordre). Si v_1, v_2, v_3, v_4 sont les variables qui définissent deux points de la surface de l'objet, G correspond à deux points pour lesquels $\partial l/\partial_{v_1} = \partial l/\partial_{v_2} = \partial l/\partial_{v_3} = \partial l/\partial_{v_4} = 0$ et pour lesquels la longueur l est stationnaire.

Après avoir ainsi explicité ce qui caractérise les grandeurs G bien définies, il est nécessaire de remarquer que l'analyse de leurs propriétés est inséparable de celle des instruments de mesure eux-mêmes. Un instrument de mesure I est construit de manière à présenter un continuum subdivisé de possibilités repérées et qui dépendent d'un seul paramètre P variable. L'exemple le plus simple est la règle graduée sur laquelle le paramètre longueur peut varier continûment. Le pied a coulisse ou le palmer possèdent de plus un équipement pour la comparaison précise de I et de G. Cet équipement correspond à l'annulation de nombreuses dérivées partielles.

Une grandeur G d'un système expérimental S sera bien définie, et l'instrument I sera satisfaisant, si l'on obtient toujours pour G, au moyen de I une même valeur P_0 du paramètre P. La variation continue de P est une propriété de I donnant tout un domaine de possibilités; l'acte de mesurer G détermine parmi ces possibilités une valeur P_0. L'existence de P_0 unique conduit à postuler l'existence physique de G.

Dans un système expérimental S, il existe de très nombreuses grandeurs qu'on peut évaluer, mais sans précision. Les grandeurs qui sont mesurables avec précision sont au contraire très peu nombreuses. Elles correspondent à un accroissement de la reproductibilité de P_0, valeur de G, même si les conditions de la comparaison ne sont pas rigoureuses. On se trouve alors en présence d'un mécanisme d'accroissement de la précision. Ainsi, un pied à coulisse, dont la position sera définie à plusieurs millimètres près et la direction définie à quelques degrés près, donnera sur une longueur stationnaire G une précision du centième de millimètre.

Ces considérations déduites des propriétés des longueurs mesurables G dont les voisinages coéxistent de manière évidente dans le système étudié, s'étendent à d'autres grandeurs, telles que le poids, dont les voisinages se présentent d'une manière différente.

THERMODYNAMIQUE. — *Les fluctuations en densité et la sursaturation des vapeurs.* Note de M. **Yves Rocard**, présentée par M. Jean Cabannes.

Dans une Note précédente [1], nous avons montré comment une théorie purement mécanique de l'équilibre de la matière sous des conditions de densité ρ non uniforme retrouvait et étendait toutes sortes de résultats concernant l'équilibre d'une vapeur en présence d'une goutte de liquide d'un rayon donné. Nous voudrions maintenant donner les limites de ce genre de théorie, en montrant qu'il existe des circonstances où les fluctuations en densité dans la vapeur suffisent à provoquer la condensation même sans aucune goutte préalablement présente.

Dans le volume $4\pi R^3/3$, le carré moyen des fluctuations en densité est

$$\text{(1)}\qquad \overline{\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^2} = \frac{\mathcal{R}T\beta}{N}\,\frac{3}{4\pi R^3},$$

β, coefficient de compressibilité isotherme; T, température absolue; $\mathcal{R}$, constante de gaz parfaits; N, nombre d'Avogadro. Si l'on pose $\rho = \rho_V$, $\Delta\rho = \rho_L - \rho_V$, ρ_L, ρ_V étant les densités de la vapeur et du liquide saturés, il sera normal de trouver la densité ρ_L réalisée très souvent dans une sphère de rayon R pourvu que

$$\text{(2)}\qquad \frac{4\pi R^3}{3} = \frac{\mathcal{R}T\beta}{N}\left(\frac{\rho_V}{\rho_L - \rho_V}\right)^2.$$

Pour l'eau à 100° C, on trouve ainsi $R = 0{,}25.10^{-8}$ cm, et cette valeur trop petite signifie que les gouttes de liquide ne se formeront pas par le jeu des fluctuations dans la vapeur, tandis qu'à 5 ou 6° du point critique on trouve $R = 50.10^{-8}$ cm, valeur qui commence à évoquer une goutte.

Il reste à apprécier la durée moyenne Δt d'une fluctuation $\Delta\rho$. On peut l'obtenir si l'on écrit que la *force vive* du fluide venant augmenter la densité de $\Delta\rho$ dans le rayon R est en moyenne égale aussi à l'énergie d'un degré de liberté d'agitation thermique. En admettant une vitesse proportionnelle à r/R de la matière qui vient dans la goutte, ceci donne

$$\text{(3)}\qquad \frac{1}{2}\rho\int_0^R \left(\frac{dR}{dt}\,\frac{r}{R}\right)^2 4\pi r^2\,dr = \frac{4\pi R^3}{5}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2\frac{1}{2}\rho = \frac{1}{2}\,\frac{\mathcal{R}T}{N},$$

mais dR est tel que $d\rho/\rho = 3\,dR/R$, soit en admettant la valeur (1),

$$\text{(4)}\qquad \overline{(\Delta t)^2} = \frac{1}{15}\rho R^2\beta.$$

Une goutte qui se serait formée, par fluctuation, dans le temps moyen Δt,

---

[1] *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 1198.

disparaîtrait dans le même intervalle de temps, de sorte qu'une première condition *dynamique* à remplir pour son maintien est que le nombre de molécules que le mouvement d'agitation amène sur elle dans le temps Δt compense au moins la variation de densité qu'elle représente. Si c est la vitesse quadratique moyenne des molécules, ν leur nombre par unité de volume, m leur masse, la masse de matière qui arrive sur la goutte R dans le temps Δt est

$$m\frac{\nu c}{4}4\pi R^2\Delta t \qquad \text{qui doit être supérieur à } \frac{4\pi R^3}{3}\Delta\rho.$$

Soit, à l'égalité, avec $m\nu = \rho$

$$(5) \qquad \Delta\rho = \frac{3\rho c\,\Delta t}{4R}.$$

Ce mécanisme conserve et augmente la goutte si $\Delta\rho > \rho_L - \rho_V$, avec pour Δt la valeur (4), d'où

$$(6) \qquad \left(\frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V}\right)^2 = \frac{3c^2\rho\beta}{80},$$

condition finalement indépendante du rayon des gouttes.

Or β, qui vaut $1/P$ pour un gaz parfait, peut être posé généralement égal à λ/P dans la vapeur, λ tendant vers l'infini au point critique, d'où

$$(7) \qquad \left(\frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V}\right)^2 = \frac{3\lambda}{80}\frac{\rho c^2}{P}$$

$\rho c^2/P$ est une quantité sans dimensions qui vaut à peu près 5. Généralement $\rho_L \gg \rho_V$, $\lambda \sim 1$, l'égalité précédente ne peut être satisfaite, et il faut conclure que *les fluctuations en densité ne peuvent faire cesser la sursaturation.*

On obtient pourtant une conclusion différente près du point critique. Opérons avec l'équation de Van der Waals développée autour de ce point :

$$P = P_C\left[1 + \frac{3}{2}\left(\frac{\rho - \rho_C}{\rho_C}\right)^3 + 4\left(\frac{T}{T_C} - 1\right)\left(1 + \frac{3}{2}\frac{\rho - \rho_C}{\rho_C}\right)\right]$$

avec

$$\rho_L, \rho_V = \rho_C\left[1 \pm 2\sqrt{1 - \frac{T}{T_C}}\right].$$

Il vient $\lambda = 1/12(1 - T/T_C)$ puis en explicitant (7), $1 - T/T_C = 1/16$.

Prenons par exemple l'eau, avec une température critique de 645°K, c'est dans un intervalle de $645/16 = 40°$ au-dessous de T_C que les fluctuations en densité empêcheraient toute sursaturation. Ces calculs expliquent le caractère réversible et instantané de la précipitation de la phase liquide dans la vapeur aux alentours du point critique, effet très familier pour les expérimentateurs. Il va de soi que l'usage d'une équation d'état meilleure que celle de Van der Waals modifierait quelque peu nos évaluations numériques.

ULTRASONS. — *Dépolymérisation de macromolécules sous l'effet simultané d'un champ ultrasonore et d'un champ électrique.* Note de MM. **Pierre Renaud** et **Jean Saddy**, présentée par M. Paul Pascal.

Suite de l'étude de l'action simultanée des champs ultrasonore et électrique sur des solutions pyridiques de macromolécules, action déjà signalée par l'un de nous [1]. La nature continue ou alternative du champ électrique importe peu. Il reste efficace en régime d'impulsions.

Résultats des expériences. — 1° *Le champ ultrasonore* (1 Mc/s et 25 W) irradie une éprouvette réfrigérée à 13°, à l'intérieur de laquelle se trouvent deux électrodes concentriques de platine, immergées dans 15 cm^3 d'une solution pyridique à 1,5 % de la macromolécule traitée. La puissance maximum disponible de 25 W s'est révélée un minimum au-dessous duquel toute dépolymérisation est impossible. Le champ U. S. seul, ne change pas la viscosité de la solution. Il semble donc que l'addition du champ électrique permette d'obtenir un résultat équivalent à l'application du champ purement ultrasonore plus puissant dont disposent d'autres ultra-acousticiens.

Avec une fréquence de 3 Mc/s (20 W) aucune dépolymérisation n'est manifeste.

2° *Le champ électrique* de l'ordre du kilovolt par centimètre, quoique généralement parallèle aux plans d'onde conserve son efficacité s'il leur est normal. Il produit une électrolyse qui fait brunir la pyridine et la solution pyridique; il ne change pas la viscosité. Celle-ci baisse sous l'action simultanée des deux champs. Il est remarquable que la dépolymérisation ait lieu quelle que soit la nature de la tension appliquée, comme le montre le tableau ci-après.

3° *Tableau des mesures* de viscosité de solutions pyridiques de polyméthacrylate de méthyle (1,5 %).

Les différences de rendement doivent être attribuées aux variations de puissance ultrasonore.

4° *Rôle de la nature de la macromolécule.* — Nous avons soumis à ce traitement des solutions pyridiques à 1,5 % de polyméthacrylate de méthyle (plexiglass), de chlorure de polyvinyle (ékavyl) et de polystyrolène. Seul le plexiglass se dépolymérise, l'ékavyl ne change pas de viscosité malgré l'électrolyse. Le polystyrolène ne subit aucune altération, ni de couleur, ni de viscosité en solution dans la pyridine ou le toluène.

5°. *Conclusions.* — Puisque le régime d'impulsions se montre efficace, on peut admettre qu'une cause probable de la dépolymérisation est le déroulement de la molécule, résultant de l'électrolyse qui ionise les fonctions carboxyles. La molécule déroulée devient plus sensible à des chocs ou à des étincelles.

---

(1) P. et L. Renaud, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 876.

Traitement dépolymérisant. Nature du champ électrique ajouté au champ ultrasonore.	Durée (mn).	Viscosité. Température du capillaire (°C).	Temps d'écoulement mn et s.	Variation relative de viscosité (%).
Tension redressée et continue maintenue par un condensateur de 4 μF	0	14	20,15	0
	10	–	19,15	– 5,0
	40	–	14,42	–27,6
	100	–	13,21	–34,0
	160	–	12,47	36,8
Tension redressée pendant une alternance sur deux par un thyratron à grille positive	0	13,5	16,11	0
	15	14,2	12,49	–20,0
	30	–	10,36	–34,6
	60	13,2	9,51	–39,2
	120	14,6	8,25	–48,0
Tension appliquée pendant une demi-alternance par un thyratron à grille négative. Allumage de l'arc à 1 000 V	0	12,6	17,05	5
	10	–	16,54	– 1,08
	25	–	12,27	–27,1
	40	12,8	11,27	–33,0
	70	12,8	9,54	–42,0
	115	12,6	10,06	–
	165	–	10,00	–
Tension purement alternative	0	13,6	14,07	0
	15	13,1	12,35	–10,8
	45	13,0	9,21	–34,0
	105	13,4	8,44	–38,2
	165	13,0	8,25	–40,4
Impulsions de tension : 750 volts de durée 10 millisecondes.	0	12,0	19,26	0
	43	13,0	14,43	–24,2
	133	12,0	11,19	–41,8
Fréquence d'itération : 17 impulsions par minute. Grille du thyratron commandée par un thyratron auxiliaire	0	15,0	20,11	0
	30	13,0	15,22	–23,8
	60	–	13,09	–34,8

MAGNÉTOSTATIQUE. — *Le champ $\vec{H}$ et l'induction $\vec{B}$ d'un courant linéaire dans le vide.* Note (*) de M. **Émile Durand**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous allons montrer que grâce aux dérivées des fonctions discontinues, il est possible d'établir une différence fondamentale entre les deux vecteurs $\vec{H}$ et $\vec{B}$.

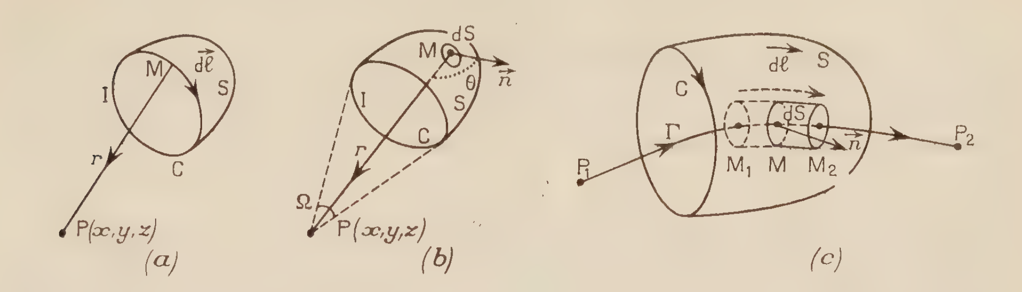
Pour un courant d'intensité I circulant le long d'une courbe C, on définit un potentiel scalaire $V^\star$ et un potentiel-vecteur $\vec{A}$ par les expressions [1]

$$(1) \qquad V^\star = \frac{I\Omega}{4\pi} = \frac{I}{4\pi}\int_S \frac{\cos\theta}{r^2}\,dS \qquad \vec{A} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int_C \frac{\vec{dl}}{r}$$

(*) Séance du 22 mars 1954.

(1) *Voir* E. Durand, *Électrostatique et Magnétostatique*, p. 479 ; Masson, Paris.

La signification des différentes lettres est indiquée sur les figures I*a* et I*b*. V^* est une fonction définie partout et uniforme ; elle présente une discontinuité de $\pm$ I sur la surface S où sa valeur est la demi-somme des valeurs infiniment voisines.



Des potentiels (1) on tire les champs par les expressions

$$\vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}}\, \vec{A} \qquad \vec{H} = -\, \overrightarrow{\text{grad}}\, V^*. \tag{2}$$

En particulier nous conviendrons que $\vec{H}$ est défini partout par le gradient de V^* et même sur la surface S où il sera représenté par une « fonction δ » qui est infinie. Si $\vec{n}$ est le vecteur unitaire de la normale positive à S, on peut écrire les potentiels (1) sous la forme

$$\mu_0 V^* = -\operatorname{div} \vec{\Theta} \qquad \vec{A} = \overrightarrow{\text{rot}}\, \vec{\Theta} \qquad \text{avec} \qquad \vec{\Theta} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_S \frac{\vec{n}}{r}\, dS \tag{3}$$

On en déduit alors aisément par l'identité $\overrightarrow{\text{rot}}\, \overrightarrow{\text{rot}} = \overrightarrow{\text{grad}}\, \text{div} - \Delta$ que l'on a entre $\vec{B}$ et $\vec{H}$ la relation

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 I\, \delta(\vec{n}) \qquad \text{avec} \quad \delta(\vec{n}) = -\frac{1}{4\pi} \int_S \vec{n}\, \Delta\left(\frac{1}{r}\right) ds. \tag{4}$$

Comme $\Delta(1/r)$ est partout nul sauf sur la surface S où il devient brusquement infini, il en résulte que l'on a partout en dehors de S

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \tag{5}$$

Cependant il faudrait bien se garder de substituer (5) à (4) car cela serait une source d'obscurité et de difficultés insurmontables. Considérons par exemple la circulation du vecteur $\vec{H}$; de (2) on en déduit

$$V^*_{P_1} - V^*_{P_2} = \int_{P_1}^{P_2} (\vec{H}.\vec{dl}) \qquad \text{ou} \qquad \oint (\vec{H}.\vec{dl}) = 0. \tag{6}$$

Au contraire la circulation de $\vec{B}$ le long d'un circuit fermé n'est pas nulle ; de (4) et (6) on en déduit

(7) $$\oint(\vec{B}.\vec{dl}) = \mu_0 I \oint \delta(\vec{n})\, \vec{dl}.$$

Nous allons montrer que l'intégrale du second membre de (7) n'est pas nulle pour un circuit traversant S. On peut dire en effet qu'elle se présente sous la forme $0 \times \infty$, puisque l'épaisseur de la surface est nulle et que la valeur de $\delta(\vec{n})$ est infinie sur S. Comme $\delta(\vec{n})$ est nul partout en dehors de S, il n'y a qu'au point M où Γ traverse S que $\delta(\vec{n})$ est différent de zéro (*fig.* 1 *c*). On peut donc remplacer l'intégrale de surface étendue à tout S par l'intégrale étendue à une circonférence de rayon a très petit et de centre M limitant sur S un élément ΔS. De même, on peut remplacer le parcours $P_1 P_2$ par le parcours très petit $M_1 M_2$ de longueur $\vec{dl}$. Avec $dv = (\vec{n}.\vec{dl}).dS$ l'intégrale curviligne s'écrit donc successivement

$$\int_{P_1}^{P_2} \vec{dl}.\delta(\vec{n}) = -\frac{1}{4\pi}\int_{M_1}^{M_2} \vec{dl} \int_{\Delta S} \vec{n}\,\Delta\left(\frac{1}{r}\right) dS = -\frac{1}{4\pi}\int_{\Delta v} \Delta\left(\frac{1}{r}\right) dv = 1,$$

d'après la propriété connue de l'intégrale de volume Laplacien de $(1/r)$. Si la circulation s'était faite de P_2 à P_1, on aurait eu (-1) puisqu'alors $dv = -(\vec{n}.\vec{dl}).dS$. On peut compléter le circuit par une courbe joignant P_2 à P_1 sans couper S car cette portion donne zéro. D'une manière générale si le circuit coupe m fois S de (—) vers (+) et n fois S de (+) vers (—), on a

(8) $$\oint \delta(\vec{n}).\vec{dl} = m - n.$$

En portant (8) dans (7), on en déduit l'expression du théorème d'Ampère, soit

(9) $$\oint(\vec{B}.\vec{dl}) = (m - n)\,\mu_0 I.$$

On peut vérifier les relations précédentes dans le cas particulier d'un courant circulaire d'axe Oz. Le long de l'axe Oz, on a

(10) $$V^* = \frac{I}{2}\left[\pm 1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + a^2}}\right], \qquad H_z = -\frac{\partial V^*}{\partial z} = I\left[-\delta(z) + \frac{a^2}{2r^3}\right],$$

où $\delta(z)$ est la « fonction » de Dirac. Pour l'induction B_z, le calcul à partir du potentiel-vecteur $\vec{A}$, conduit à $B_z = (\mu_0 I a^2/2r^3)$. On a donc

(11) $$B_z = \mu_0 H_z + \mu_0 I.\delta(z).$$

MAGNÉTISME. — *Détection de la résonance paramagnétique dans certaines substances organiques irradiées.* Note de MM. **Jean Combrisson** et **Jean Uebersfeld**, présentée par M. Francis Perrin.

Le phénomène de résonance paramagnétique aux hyperfréquences dans certaines substances organiques (principalement des acides aminés, des sucres, des matières plastiques) irradiées au rayons γ a été mis en évdience. Les raies des acides aminés présentent une multiplicité à trois pics.

Dans le cadre de nos études sur le paramagnétisme créé par irradiation γ de certaines substances, nous avons recherché et mis en évidence le phénomène de résonance paramagnétique dans certains acides aminés et sucres sous forme cristalline et dans certaines matières plastiques. L'irradiation a été réalisée sous cadmium à la Pile atomique de Châtillon (dose : 10 Mr environ), la résonance a été détectée à l'aide du spectrographe pour résonance paramagnétique aux hyperfréquences (9 000 MHz) de l'École Supérieure de Physique et Chimie [1] déjà utilisé pour l'étude du paramagnétisme de sels minéraux et du verre irradié [2].

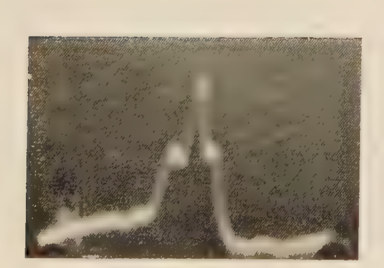


Fig. 1.



Fig. 2.

L'amplitude du balayage horizontal est de 300 Gs.

Les acides aminés qui ont présenté le phénomène de résonance paramagnétique sont : le glycocolle, l'arginine, la leucine, l'alanine, la sérine, la proline, la thréonine. Leurs courbes de résonance ont une structure fine à trois pics (*fig.* 1 : glycocolle irradié).

---

(1) J. Uebersfeld, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 126.

(2) J. Combrisson et J. Uebersfeld, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 572.

Par contre, il ne nous a pas été possible de déceler la résonance dans la tyrosine, le glutathion, la cystéine, l'homocystéine. L'acide hippurique et l'acide ascorbique, qui ne sont pas des acides aminés, donnent des résultats positifs ainsi qu'une protéine : la trypsine.

Les sucres présentant le phénomène sont : le glucose, le lactose, le galactose, le maltose, le mannose, le saccharose, le lévulose, le raffinose, l'inuline, l'inosite (*fig.* 2 : lévulose irradié). La cellulose se comporte de façon identique.

Pour les diverses substances ci-dessus, il n'apparaît pas de décroissance notable du phénomène huit jours après l'irradiation. La stabilité dans le temps est due à l'état cristallin.

En ce qui concerne les matières plastiques, nous avons étudié le polythène, le nylon, le polystyrolène, le rilsan, le plexiglass. Les mesures sont faites 4 h environ après la fin de l'irradiation, l'effet a déjà beaucoup décru pour les deux premières. Pour le plexiglass, la décroissance commence à être sensible au bout de 15 jours, la courbe présente une structure fine à trois pics.

Les largeurs des raies (à 3 dB) pour les sucres sont d'environ 40 Gs, pour les acides aminés, les deux pics latéraux sont à 25 Gs du pic central. Pour tous ces corps, le facteur de Landé est celui de l'électron libre car il y a superposition des axes des raies avec celui de la raie du diphénylpicrylhydrazyle. Des études sont en cours pour préciser la nature du phénomène, la résonance pourrait s'expliquer par l'existence de radicaux libres créés lors de l'irradiation et restés figés; la multiplicité à trois pics des courbes des acides aminés résulterait soit de l'interaction de l'électron libre avec le noyau d'azote (de spin nucléaire 1), soit de son interaction avec le champ cristallin.

Nous pensons qu'une étude de radicaux libres ainsi formés pourrait donner des renseignements sur l'action biologique des rayonnements, fournir des procédés de dosimétrie, indiquer des modifications dues aux rayonnements non décélables par voie chimique (sur des produits stérilisés par des rayons γ par exemple).

SPECTROSCOPIE. — *Spectre de post-luminescence dans les étincelles de grande longueur dans l'air.* Note de Mme **Arlette Vassy**, présentée par M. Jean Cabannes.

Dans une précédente Note [1], nous avons exposé comment l'utilisation d'un dispositif à miroir tournant placé derrière un spectrographe nous a permis de distinguer trois phases successives dans les étincelles de grande longueur

[1] F. Rimbert et A. Vassy, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1324.

obtenues dans l'air sous des tensions de 500 à 900 KV; cette Note donnait la liste des raies observées dans la première phase, la pré-décharge. Nous voulons, aujourd'hui, donner les résultats concernant la troisième phase, l'afterglow ou post-luminescence, la phase centrale, la plus intense, étant la décharge principale.

Une première remarque qui s'impose est relative à l'aspect des raies de post-luminescence : elles sont très larges, contrairement à celles des deux premières phases, et assez floues. Si l'on tient compte du fait que le spectrographe utilisé est un prisme-objectif, cela signifie que le domaine spatial d'émission de post-luminescence déborde largement la région du canal de l'étincelle; en appréciant à 1/4 mm (maximum) la largeur de ces raies, on en déduit que les particules émettrices ont diffusé à plus de 2 cm du canal. Cet aspect large et flou des raies et bandes de post-luminescence a deux conséquences principales :

1° sur les photographies fixes du spectre de l'étincelle, comme par exemple dans notre premier travail (²), les éléments de post-luminescence sont d'autant plus difficiles à repérer qu'ils sont plus intenses, car il se distinguent mal du fond continu; nous avions d'ailleurs signalé que le vrai spectre continu ne pouvait être atteint dans la région autour de 4000 Å, et c'est en effet là que la post-luminescence présente la plus grande intensité; par contre à 5000 Å, le fond est parfaitement accessible.

2° Des raies très faibles de la décharge principale disparaissent également, noyées dans des bandes ou raies de post-luminescence. La nouvelle technique nous a donc permis de compléter notre liste des raies de l'étincelle principale; elles seront indiquées dans une prochaine publication.

Malgré les difficultés dues à cette largeur importante des raies et bandes du spectre de la post-luminescence, en conservant les meilleurs spectres, nous avons pu en identifier un certain nombre. Le spectre est très pauvre dans l'ultraviolet moyen; un groupe de raies et bandes intenses se place entre 3800 et 4400 Å, un autre entre 6000 et 6600 Å, et un autre dans l'infrarouge.

Les raies observées appartiennent à :

O I : 8222-8227-8230-8233, 6156-6158, 5329-5330, 4368 Å;

O II : 5190, 4941-4942, 4661 et 4676, 4317-4319, 4103-4105, 3410, 3273-3271, 3135-3138, 3005-3008 Å;

O III : 2984 Å;

N II : 6485, 5179, 5001-5005-5007, 4447 (intense), 4035-4041-4043, 3995, 3437, 3408, 3329-3330-3331, 3007 Å;

N III : 3367 Å;

N IV : 3478 et 3483-3485 Å;

H : H_α et H_β.

(²) A. VASSY, H. NORINDER et E. VASSY, *Arkiv för Fysik*, 6, 1953, p. 437.

On n'a pas observé de raies de O IV; les raies de N I sont sans doutes présentes; mais les seules que nous pouvons repérer sont toutes superposées à d'autres éléments dont l'identification est sûre; ainsi à 6 485 Å, il se superpose celle de N II 6 482; 6 008 est dissimulée par la bande 6 013 de N_2; à 4 151 Å, un élément assez intense mais large pourrait être la bande 4 142 de N_2 s'ajoutant à la raie de N I, de sorte que les raies de cet élément sont seulement probables.

Les bandes observées appartiennent toutes à l'azote, sauf une bande à 3 647, que nous avons attribuée à NO, système β, qui était déjà présent dans l'étincelle principale; il n'y a pas de bandes de l'oxygène; parmi les bandes de l'azote, ce sont les premier et deuxième systèmes positifs qui sont les plus intenses; voici les bandes relevées :

1er système positif.		*2e système positif.*	
9599	3,3	4480	2,7
9362	4,4	3998	1,4
8911	1,0	3943	2,5
6545	7,4	3895	3,6
6323	10,7	3805	0,2
6013	7,3	3755	1,3
5906	9,5	4142	3,7 (douteuse)

Nous avons ensuite relevé deux bandes de N_2^+ :

4278	0,1
4236	1,2

et peut-être les bandes 3538, 3549, 3563, à moins qu'il ne s'agisse de bandes de CO_2; ce groupe est extrêmement faible.

La durée moyenne de cette post-luminescence est assez variable avec les conditions d'excitation; elle peut dépasser 30 μsec.

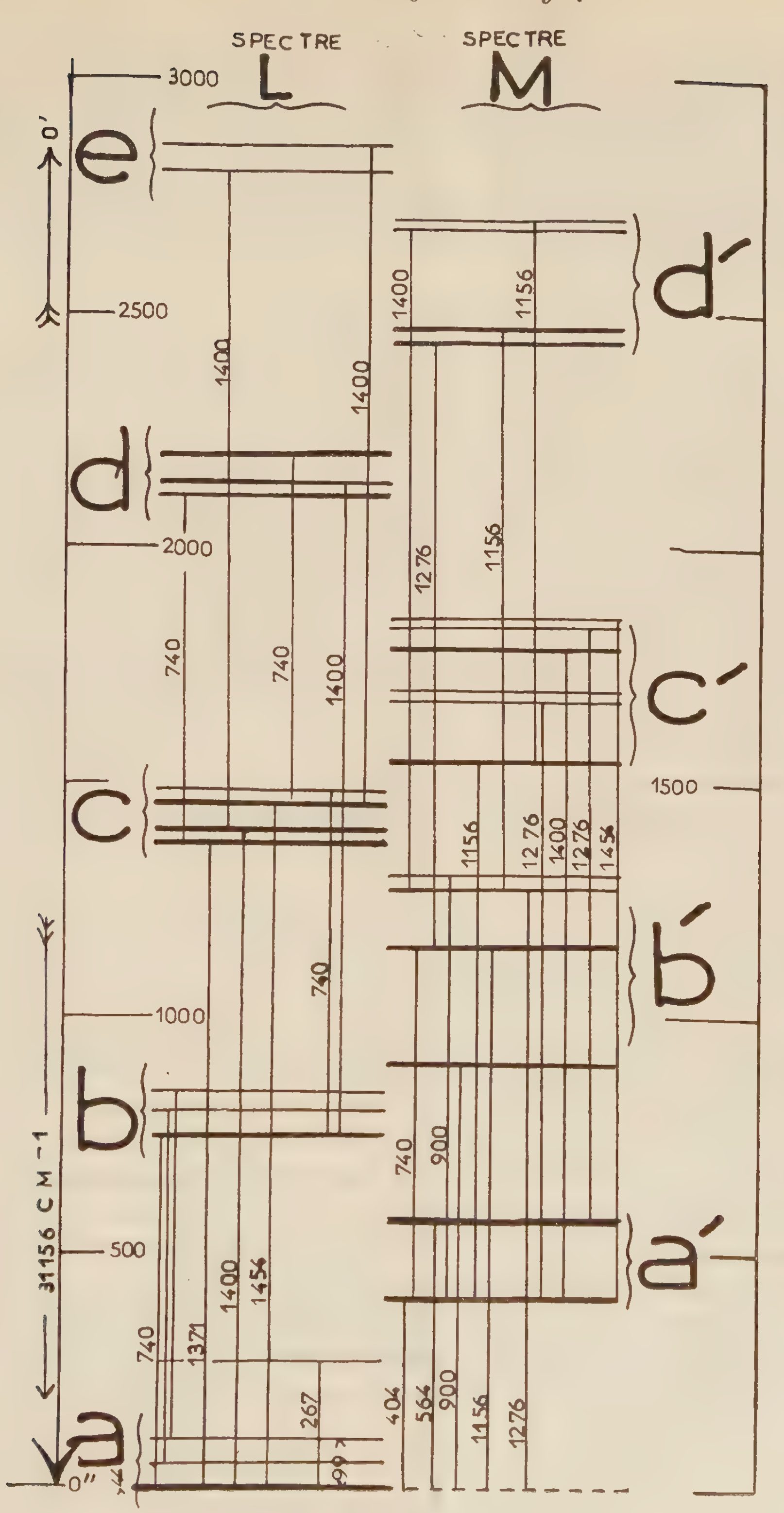
Signalons en outre les bandes qui n'avaient pas été relevées dans les spectrographies fixes, comme nous l'avons dit plus haut, *ce sont les suivantes :*

3647	NO, β	6013	N_2 1er > 0
4236	N_2^+	6323	N_2 1er > 0
4490	N_2 2e > 0	6545	N_2 1er > 0
5906	N_2 1er > 0		

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Fluorescence de monocristaux organiques aux basses températures. III. Fluorène.* Note de MM. **Marc Barbaron** et **Paul Pesteil**, présentée par M. Jean Cabannes.

Dans une précédente Note (1), l'un de nous a montré que la fluorescence du fluorène cristallisé à 293° K se compose de trois spectres correspondant à des

(1) P. et L. Pesteil, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 75.


SPECTRE L
SPECTRE M
3000
2500
2000
1500
1000
500
0'
0"
31156 CM⁻¹
e
d
c
b
a
d'
c'
b'
a'
1400
1156
1276
740
1456
1371
900
267
99
404
564

dipôles respectivement parallèles aux trois directions suivantes dans la molécule : L, direction de la liaison C-C joignant les noyaux; M, normale à L dans le plan moyen de la molécule et N, normale au plan (L, M). Nous rappelons aussi que la molécule n'est pas plane.

A 293°K, les bandes sont larges, ce qui interdit toute précision des pointés; on peut toutefois situer les maxima des principales bandes aux fréquences énumérées dans le tableau.

	a.	*a'.*	*b.*	*b'.*	*c.*	*c'.*	*d.*	*d'.*	*e.*	*e'.*	*f.*	*f'.*	*g.*
Spectre L	30 930		30 180		29 560		28 830		28 210		27 360		26 690
» M.....		30 420		30 070		20 200		28 610		27 750		27 190	
» N.....					29 500				28 100				

Dans la présente Note, nous donnons les résultats que nous avons obtenus à 14°K.

Les bandes des spectres L et M se résolvent en raies; il est possible d'étudier leur structure vibrationnelle. Les deux bandes du spectre N ne sont pas encore résolues à cette température.

Les principales raies sont figurées sur le diagramme ci-dessus où nous avons séparé les raies correspondant à des dipôles parallèles à L et à M. Nous avons relié par des accolades les raies qui correspondent à une même bande du spectre à la température ordinaire.

La transition électronique pure du spectre L est située à 31 156 cm^{-1}; elle est accompagnée, dans ce spectre, des principales fréquences de vibrations suivantes : 44, 99, 267, 740, 1 371, 1 400 et 1 454 cm^{-1} qui apparaissent seules ou combinées entre elles.

Le spectre M est plus compliqué. Il est formé de nombreuses raies résultant de la combinaison de fréquences actives en Raman et en infrarouge. La raie 31 156 cm^{-1} n'y apparaît pas; les deux premières raies (30 752 et 30 592 cm^{-1}) en sont distantes de 404 et 564 cm^{-1}. Ces deux vibrations existent dans le spectre Raman de la solution étudiée par Manzoni (²). On trouve aussi les fréquences de vibration suivantes : 740, 900, 1 156, 1 276, 1 400 et 1 454 cm^{-1}. Les raies 740, 1 370, 1 400 et 1 454 cm^{-1} n'interviennent qu'en combinaison avec 404 et 564 cm^{-1}. Les fréquences 1 156 et 1 276 existent dans le spectre infrarouge où elles sont très polarisées.

Ces résultats semblent montrer qu'il existe, dans le spectre de fluorescence du fluorène, une transition électronique de symétrie A″ (située à 31 156 cm^{-1} à 14°K) dont le dipole est parallèle à L. Elle est accompagnée, dans le spectre L, de vibrations totalement symétriques α' : 740, 1 371, 1 400 et 1 454; les vibrations 404 et 564, de symétrie α'', donnent le spectre M, de polarisation différente, de symétrie A′.

(²) R. Manzoni Ansidei, *Rend. Accad. Lincei*, 26, 1937, p. 166.

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la théorie de l'effet Maxwell des solutions de macromolécules en chaînes : influence de la perméabilité.* Note de M. **Roger Cerf**, présentée par M. Gustave Ribaud.

L'étude de l'effet Maxwell des suspensions de sphères élastiques ([1]) conduit à la relation

$$\frac{1}{2(\operatorname{tg}\alpha)_0} = \frac{1}{\Theta_0} + \frac{1}{\Theta_D}, \tag{1}$$

$(\operatorname{tg}\alpha)_0$ est la pente initiale de la courbe donnant l'angle d'extinction en fonction du gradient de vitesse G, à grande dilution ; Θ_0 est le temps d'établissement du phénomène d'orientation pour les particules supposées « rigidifiées » ; Θ_D est le temps de relaxation de déformation de la molécule. Cette théorie, qui suppose la déformation brownienne de la molécule petite à tout instant, a été appliquée aux solutions de macromolécules en chaînes ; elle joue, pour ces molécules, le rôle de théorie limite correspondant à une imperméabilité totale des particules au solvant. On a montré que, du point de vue qualitatif, la formule (1) représente correctement les variations de $(\operatorname{tg}\alpha)_0$ avec la viscosité η_0 du solvant pour les solutions de polystyrènes ([2]) et d'acides nucléiques ([1]); par contre, lorsque $\Theta_D \gg \Theta_0$ (η_0 petit), la valeur calculée de $(\operatorname{tg}\alpha)_0$ est trop faible.

On est conduit à tenter de se débarrasser de l'hypothèse de la petitesse des déformations browniennes et de celle de l'imperméabilité totale. On y parvient en s'appuyant sur l'interprétation physique de la relation (1), qui fait l'objet du paragraphe 1 ci-dessous.

1. On considère d'abord le cas où $\Theta_0 \gg \Theta_D$ (le phénomène est un effet de déformation pure). Dans ce cas la matière qui constitue la particule tourne avec la vitesse angulaire $\omega = G/2$, tandis que le contour extérieur se conserve et affecte, dans le plan de l'écoulement, la forme d'une ellipse. Considérons un système d'axes mobiles animé de la vitesse angulaire ω, suivant la matière de la particule dans sa rotation. Le long d'une direction quelconque Δ du système mobile, située dans le plan de l'écoulement, la particule subit deux fois par tour un allongement et une contraction. Dans le système mobile l'action du champ hydrodynamique possède donc un caractère *périodique* (sinusoïdal) de pulsation $\Omega = 2\omega = G$.

L'écoulement à gradient constant exerce des tensions et des compressions dirigées à 45° de la direction de l'écoulement ; mais les forces de frottement créent le long de la droite Δ un déphasage entre tensions et déformations qui se traduit dans le système d'axes fixes par un écart entre les directions prin-

---

([1]) R. Cerf, *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 1352 ; 235, 1952, p. 1394.

([2]) R. Cerf, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 81.

cipales de déformation de la molécule et les directions des tensions hydrodynamiques. On arrive ainsi, sans calcul. à la relation $G(\mathrm{tg}\,\alpha)_0 = \omega\Theta_D$, c'est-à-dire à la formule que j'avais établie pour l'effet de déformation pure [1].

La même interprétation physique s'applique à l'effet d'orientation pure ($\Theta_D \gg \Theta_0$), en remplaçant dans le raisonnement le contour de la molécule par l'indicatrice des densités de probabilité de présence du point représentatif dans l'espace de phase relatif aux particules. On retrouve avec la même facilité la formule de Peterlin et Stuart [3].

Cette interprétation s'étend enfin au cas général où les deux phénomènes se superposent. On retrouve la relation (1) en remarquant que le temps de relaxation Θ du phénomène total est tel que $1/\Theta = (1/\Theta_0) + (1/\Theta_D)$.

2. Les raisonnements qui précèdent ne supposent pas que la déformation brownienne soit petite; ils ne supposent pas non plus que la molécule soit imperméable au solvant. De plus, d'après les expériences de H. Kuhn [4] sur des modèles macroscopiques, pour un type de molécule, et pour une configuration donnée, Θ_0 ne dépend que du degré de déformation caractérisé par « la plus grande longueur de la molécule ». On admettra que les Θ_D jouissent de la même propriété. On peut maintenant, à un instant donné, considérer la solution comme un mélange, chaque constituant comprenant les particules d'égale déformation brownienne. D'après ce qui précède, la relation (1) reste vraie pour chacun de ces constituants, même si la déformation brownienne est grande et si la molécule est perméable.

3. La détermination dans le cas général de $(\mathrm{tg}\,\alpha)_0$ pour une solution de molécules en chaînes implique des calculs de moyennes que l'on ne peut effectuer à présent, parce que l'expression exacte des Θ_D n'est pas connue pour ces molécules. On constate néanmoins, dès maintenant, que le désaccord numérique signalé ci-dessus pour $\Theta_D \gg \Theta_0$ (η_0 petit) entre les valeurs calculées et mesurées de $(\mathrm{tg}\,\alpha)_0$ s'atténue. On arrive en outre à la conclusion suivante :

Lorsque $\Theta_0 \gg \Delta_D$ (η_0 *grand*) *la quantité* $(\mathrm{tg}\,\alpha)_0$ *est la somme de deux termes contenant respectivement la viscosité* η_0 *du solvant et la viscosité interne de la molécule, comme pour une solution de sphères élastiques imperméables.* En effet, les Θ_0 n'interviennent pas dans le calcul; les Θ_D de leur côté contiennent deux termes additifs proportionnels respectivement à chacune des viscosités, et les deux séries de termes se groupent séparément dans l'expression de $(\mathrm{tg}\,\alpha)_0$. La condition $\Theta_0 \gg \Theta_D$ n'est vérifiée que pour des molécules suffisamment grosses (même pour η_0 grand). Il est difficile de préciser la limite par voie théorique, mais on se souvient que l'expérience a confirmé le caractère additif de la viscosité interne pour des polystyrènes de masse moléculaire aussi faible que 150 000 [2].

---

(3) *Z. Phys.*, **112**, 1939, p. 1.

(4) *Habilitationsschrift*, Bâle, 1946.

Le désaccord entre notre théorie et celle de l'haltère élastique ([5]), laquelle ignore le caractère additif de la viscosité interne, prend à présent, pour les molécules suffisamment grosses, un caractère général, indépendant du degré de perméabilité. Le désaccord provient, à notre avis, d'une conception inadéquate du rôle de la viscosité interne dans la théorie de l'haltère élastique. En effet, dans cette théorie, la viscosité interne n'intervient que dans le coefficient de diffusion radiale, correspondant à un déplacement relatif des extrémités de l'haltère, alors que pour une grosse molécule, pelotonnée, toutes les déformations browniennes sont équivalentes à cet égard, quelles que soient leurs directions principales dans l'espace.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la détermination des états excités de* ^{8}Be *par la réaction* $^{10}B\,(d\alpha)\,^{8}Be$. Note ([*]) de MM. **Pierre Cüer**, **Jean-Jacques Jung** et **Roland Bilwes**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'analyse détaillée de la distribution angulaire de $^{10}B(d,\alpha)\,^{8}Be^{exc.}$ par la méthode photographique a permis de certifier définitivement l'existence controversée des niveaux de ^{8}Be à 4,9 et 7,2 MeV. Le niveau à $\sim$ 4 MeV est probable et il est possible que le niveau de 2,9 MeV soit composé. La présence et la superposition des continuums α ne permet pas de déceler d'autres niveaux par cette méthode.

Deux groupes d'expérimentateurs viennent de remettre en question l'existence des niveaux excités du ^{8}Be compris entre O et 7,5 MeV dont certains figurent comme acquis dans les traités classiques traitant des noyaux légers. Scherrer et collaborateurs ([1]) affirment l'existence de cinq niveaux, tandis qu'Inglis et collaborateurs ([2]) ne reconnaissent comme certain que celui de 2,9 MeV. Les travaux ([1]) basés sur l'observation photographique de photo-désintégrations utilisent peut-être une technique statistique discutable, notamment pour les valeurs 2,2 et 3,4 MeV, tandis que ([2]), malgré une résolution expérimentale excellente ont opéré dans des conditions plus défavorables pour ces observations ([3]). En raison de l'importance fondamentale de ce problème, nous avons repris aussi minutieusement que possible l'interprétation de nos résultats sur la distribution angulaire de $^{10}B\,(d,\alpha)\,2\alpha$ à Ed = 1 MeV en utilisant les critères statistiques stricts relatifs à la méthode photographique, éprouvés dans notre Laboratoire depuis plusieurs années. Le dispositif expérimental a déjà été décrit ([3]). De 10 à 16 000 traces selon les cas ont été mesurées par histogramme par deux observateurs sur leurs deux microscopes. La super-

([5]) W. Kuhn et H. Kuhn, *Helv. Chim. Acta.*, 26, 1943, p. 1394; 28, 1945, p. 1533.

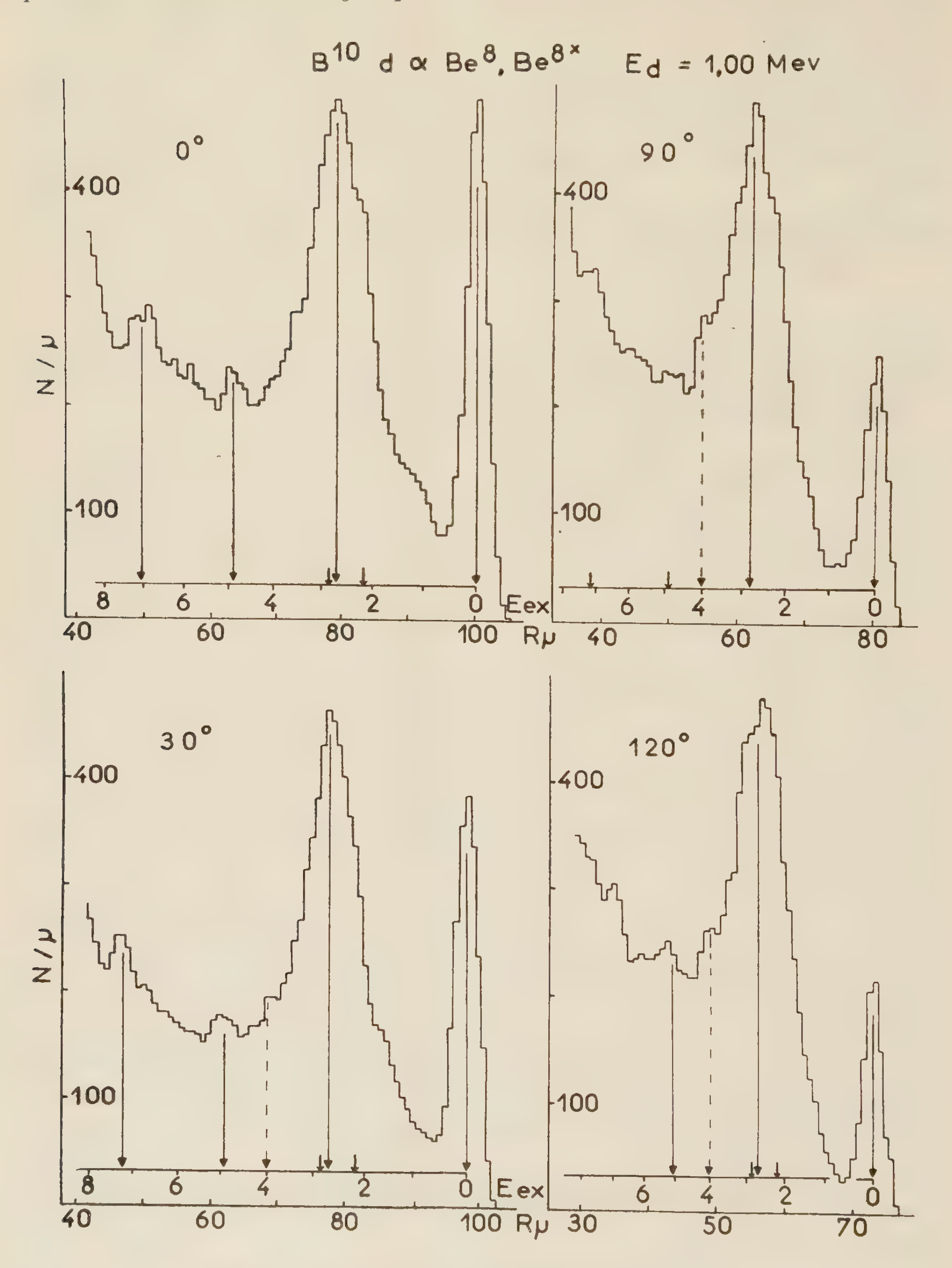
([*]) Séance du 22 mars 1954.

([1]) P. Erdos, P. Scherrer et P. Stoil, *Helv. Phys. Acta*, 26, 1953, p. 207.

([2]) B. Malm et D. R. Inglis, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 1326.

([3]) P. Cuer et J.-J. Jung, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2401.

position des continuums α issus de la décomposition des ${}^{8}Be^{exc.}$ empêche pratiquement de discriminer un groupe d'un ordre de grandeur beaucoup moindre



que celui des α de ${}^{8}Be$ fondamental. Les états excités trouvés ici représentent donc un minimum.

Du point de vue de la statistique des groupes de particules, rappelons qu'un seul histogramme basé sur un petit nombre d'échantillons n'est, en général, pas significatif en raison de la fluctuation relative $n^{-1/2}$ du nombre de traces n par division; principalement quand il existe des maxima et minima aux divisions consécutives.

Un « groupe » doit être constitué par l'ensemble des traces relatives à plusieurs divisions consécutives (chaque division étant $\leq \sigma/4$, σ étant la variance du groupe). Le nombre de traces afférent à chacune de ces divisions doit être supérieur à la moyenne de l'entourage (pas obligatoirement d'une fraction supérieure à $n^{-1/2}$). Le barycentre du groupe doit être retrouvé dans plusieurs plaques d'un même spectre et par plusieurs mesureurs avec plusieurs microscopes pour ces mêmes plaques. Pour que l'histogramme définitif soit représentatif, il doit être composé de la somme d'histogrammes partiels indiquant chacun le groupe et différant entre eux de la variance statistique.

Remarquons que ces critères sont remplis, même surabondants pour nos groupes des états excités à 4,9 et 7,2 MeV car ils sont détectables, en plus, à différents angles. Les α des groupes excités présentent vraisemblablement un minimum à 90°, ce qui leur rend leur discrimination impossible parmi les continuums à cet angle. Ce résultat est à rapprocher de celui d'Inglis dans $^{10}B(p, \alpha)^{8}Be$ probablement encore plus défavorable en raison du Q inférieur de la réaction.

Le critère de groupe n'est pas rempli pour l'état éventuel à 4 MeV, mais ceci est probablement dû à la largeur de l'état de 2,9 MeV, car la déformation statistique à cet endroit est visible à différents angles. Remarquons les positions des barycentres des groupes de 2,9 MeV, significativement différentes selon les angles par rapport à l'état fondamental. Ce décalage variable, non explicable par une présence à 4 MeV pourrait indiquer un mélange de plusieurs états dont les probabilités varient avec les angles.

Afin de ne pas modifier les valeurs statistiques originales, les histogrammes reproduits dans la figure comportent en abcisses les longueurs effectivement mesurées.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *A propos de la désintégration de* ^{105}Rh. Note (*) de Mmes **Christiane Lévi** et **Lily Papineau**, présentée par M. Frédéric Joliot.

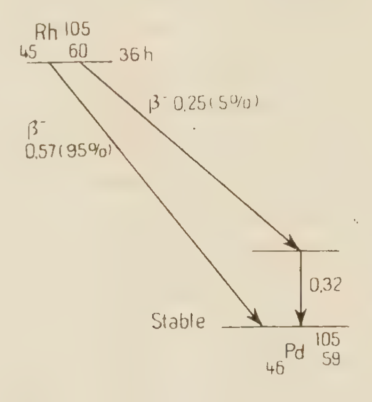
Le schéma de désintégration de ^{105}Rh a donné lieu à des controverses. Différents auteurs ont tour à tour infirmé [1] puis confirmé [2] l'existence d'un

(*) Séance du 1er mars 1954.

(1) Scoville, Fultz et Pool, *Phys. Rev.*, 85, n° 6, 1952, p. 1046.

(2) Boyol, *Phys. Rev.*, 86, (4), 1952, p. 578.

embranchement se manifestant par un rayonnement γ de 320 keV, signalé pour la première fois par Mandeville et Shapiro ([3]). Goldhaber et Hill ([4]) ont proposé le schéma ci-dessous. Pour contrôler ce schéma nous avons utililisé pour la spectroscopie γ (en comptage direct ou en coïncidence avec le rayonnement β) un cristal de NaI (Tl) et un photomultiplicateur EMI suivi d'un sélecteur d'amplitude à 10 canaux. La linéarité de réponse de l'ensemble a été vérifiée expérimentalement entre 25 keV et 1 MeV.



Les premières expériences (irradiation en neutrons lents dans une des piles de Harwell de Ruthénium « spectroscopiquement pur ») ont confirmé la

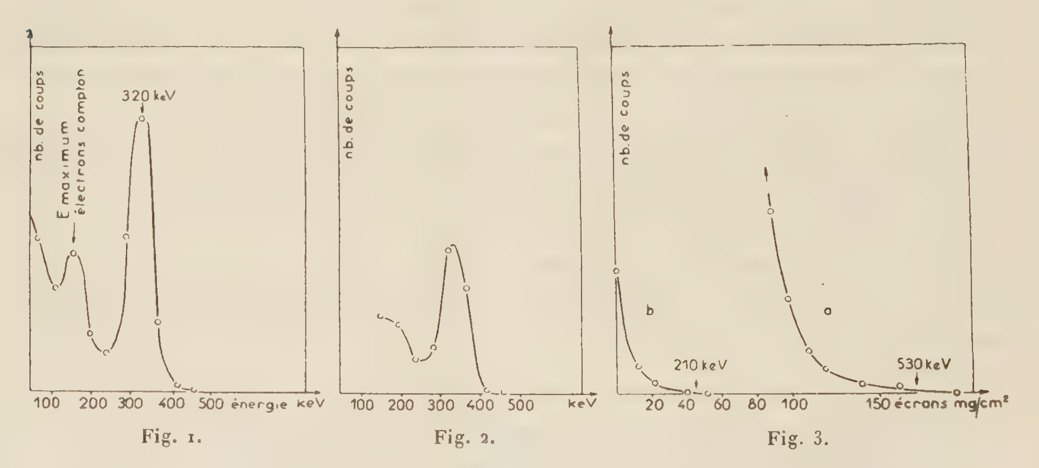


Fig. 1 : Spectre γ du Rh. — Fig. 2 : Spectre γ en coïncidence avec le rayonnement β. — Fig. 3 : Courbes d'absorption du rayonnement β. *a*, fin de la courbe d'absorption simple; *b*, absorption du rayonnement β en coïncidence βγ avec le γ de 320 kev.

présence d'un rayonnement γ de 300 keV environ, mais ce rayonnement était trouvé en coïncidence avec un rayonnement électronique d'énergie maximale

([3]) *Phys. Rev.*, **80**, 1950, p. 125.
([4]) *Rev. mod. Phys.*, **24**, n° 3, 1952, p. 179.

égale à 650 keV et de plus, au delà de la période de 36 h, subsistait une période longue de même énergie β et dont le spectre γ complexe présentait une raie principale à 300 keV. Le rayonnement de période longue a été identifié comme celui de ^{192}Ir, cette impureté provient de la présence dans l'échantillon de ^{191}Ir qui possède une très grande section efficace, et n'avait pas été signalé dans l'analyse.

Une purification chimique nous ayant permis d'obtenir des sources de rhodium débarrassées d'iridium nous avons pu confirmer l'existence d'un rayonnement γ d'énergie 320 ± 20 keV dans ^{105}Rh émis avec une période de 36 h en coïncidence avec un rayonnement électronique d'énergie maximale de 210 ± 15 keV. La période a été suivie en comptage β, sur le pic γ et sur le pic γ des coïncidences βγ. Par comparaison avec ^{198}Au, mesuré avec le même dispositif géométrique, le rapport d'embranchement a été estimé égal à 4 %.

Les deux transitions β ayant la même valeur de $\log ft \sim 5,5$ elles sont permises toutes les deux : le niveau excité à 320 keV a donc la même parité que le niveau fondamental; le spin de ce dernier a été récemment déterminé expérimentalement égal à 5/2.

Dans le but d'étudier la conversion du rayonnement considéré, nous avons cherché les rayons X caractéristiques. Nous n'avons pu les mettre en évidence de façon certaine. L'appareil ayant été étalonné avec les rayons X de ^{103}Rh nous avons pu déterminer une limite supérieure du coefficient de conversion K de 0,05. Cette limite élimine les possibilités de transitions E_3 et M_3.

D'autre part la transition M_2 s'élimine par des considérations de parité.

La transition étudiée serait donc E_2 ou M_1 ou un mélange des deux.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude des corrélations angulaires α — γ dans* ^{230}Th(Io). I. *Résultats expérimentaux.* Note (*) de MM. **Paul Falk-Vairant**, **Jean Teillac**, **Georges Valladas** et Mme **Pierrette Benoist**, présentée par M. Frédéric Joliot.

On utilise la composante électronique de l'impulsion délivrée par une chambre d'ionisation pour déterminer l'angle entre la direction de la particule α et l'axe de la chambre. Un photomultiplicateur détecte les photons émis suivant cet axe. On a mesuré les corrélations angulaires des particules α de l'ionium avec les rayonnements γ de 68 keV, 142 keV ainsi qu'avec le rayonnement L.

Nous avons utilisé la propriété des chambres d'ionisation à collection électronique sans grille, de fournir une impulsion qui caractérise l'angle d'émission de la particule α ([1]), pour construire un dispositif de mesure des corrélations

---

(*) Séance du 22 mars 1954.

([1]) V. Naggiar, Communication privée; B. Rossi et H. Staub, *Ionisation Chambers and Counters* Mc Graw Hill, New-York, 1949.

angulaires $\alpha - \gamma$ formé d'une chambre d'ionisation remplie d'un mélange argon — CO_2 et d'un compteur à scintillations. Ce dernier, placé selon l'axe de symétrie de la chambre, fixe la direction du rayonnement γ étudié. La composante électronique des impulsions de la chambre, qui sont en coïncidence avec celles du photomultiplicateur, est analysée dans un sélecteur à 10 canaux. Ce dispositif présente les avantages suivants :

1° On mesure simultanément 10 points de la corrélation entre 90 et 180°.

2° Toutes les particules α émises dans l'angle solide compris entre deux cônes d'angles au sommet θ et $\theta + d\theta$ participent à la corrélation.

Ces particularités permettent d'étudier la corrélation angulaire même dans le cas où le taux de coïncidences est très faible; nous avons pu ainsi étudier la corrélation entre les particules α et le rayonnement γ de 142 keV de Io dont l'intensité est seulement de quatre photons pour 10^4 désintégrations.

Le schéma de désintégration de Io tel qu'il résulte des mesures de structure fine α ([2]), des électrons de conversion ([3]) et des rayonnements γ ([4]) est donné par la figure 1.

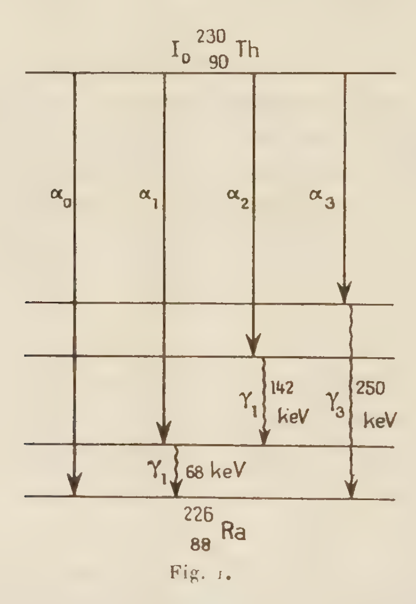


Fig. 1.

Nous avons mesuré successivement les corrélations angulaires $\alpha_1 - \gamma_1$, $\alpha_2 - \gamma_2$ et $\alpha_1 - L$ où L représente presque exclusivement le rayonnement X de réarrangement consécutif à la conversion interne dans les sous-couches L_{II} et L_{III} de γ_1.

([2]) S. Rosenblum, M. Valadarès et Vial, *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 1088; G. Valladas, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2230.

([3]) S. Rosenblum, et M. Valadarès, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2359.

([4]) G. Bouissières, P. Falk-Vairant, M. Riou, J. Teillac et Ch. Victor, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1874; F. Rasetti et R. Booth, *Phys. Rev.*, 91, 1953, p. 315.

Les figures 2, 3 et 4, représentent les résultats obtenus. L'amplitude des impulsions fournies par la chambre étant une fonction linéaire du cosinus de l'angle d'émission des particules α, nous avons reporté le nombre de coïncidences en fonction de cos θ.

L'analyse, par la méthode des moindres carrés, des résultats obtenus avec le rayonnement γ de 68 keV conduit à la fonction de corrélation (5) (courbe de la figure 2) :

$$w_1(\theta) = 1 + 0{,}300\,P_2(\cos\theta) - 0{,}872\,P_4(\cos\theta)$$

qui ne peut correspondre qu'à la cascade $0^+2^+0^+$ en accord avec les résultats déjà connus (3). Cette fonction est compatible avec celle obtenue par Temmer et Wyckoff (6).

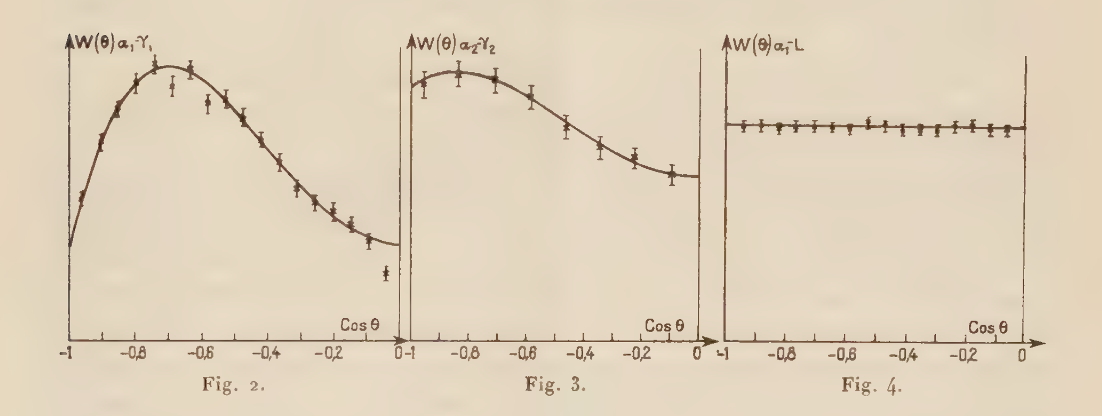


Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.

Comme l'ont montré Rasetti et Booth (4) le rayonnement γ de 142 keV apparaît lors de la transition entre les niveaux excités à 210 et 68 keV. La corrélation angulaire $\alpha_2 - \gamma_2$ correspond donc à une cascade $0^+ - J - 2^+$ où J désigne le spin du niveau à 210 keV. La fonction de corrélation la plus probable est (courbe de la figure 3).

$$W_2(\theta) = 1 + 0{,}355\,P_2(\cos\theta) - 0{,}202\,P_4(\cos\theta),$$

et permet d'attribuer le spin 4 (parité +) au niveau excité de 210 keV, en accord avec l'hypothèse que ce niveau ainsi que celui de 68 keV sont des niveaux de rotation (7).

On n'observe pas de corrélation entre les particules α et le rayonnement L (*fig.* 4).

L'interprétation détaillée de l'ensemble de ces résultats et la discussion des facteurs qui atténuent la corrélation sera donnée dans une publication ultérieure.

---

(5) L'influence sur cette corrélation des coïncidences $\alpha_2 - \gamma_1$ est négligeable.

(6) G. M. Temmer, et J. M. Wyckoff, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 913.

(7) A. Bohr et B. R. Mottelson, *Danske Mat. Fys. Medd.*, 27, n° 6, 1953.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la diffusion inélastique des mésons π par les noyaux complexes.* Note de Mme **Françoise Lévy**, présentée par M. Francis Perrin.

Étude de la diffusion inélastique des mésons π de 75 MeV par les noyaux complexes au moyen d'un modèle qui permet de rattacher la section efficace de collision aux valeurs expérimentales de la diffusion élastique des mésons π par les protons.

Des expériences récentes (1) sur les interactions des mésons $\pi^{\pm}$ dans les émulsions photographiques, effectuées dans un large domaine d'énergies (35-500 MeV), ont permis d'observer un nombre élevé d'étoiles accompagnées d'une diffusion élastique ou inélastique du méson et caractérisées, aux énergies moyennes, par :

a. une prédominance des diffusions en arrière sur celles à 90°;

b. une proportion importante de diffusions accompagnées d'une grande perte d'énergie du méson incident (de l'ordre de 70 %).

Johnson (2) a cherché à expliquer ce double phénomène en assimilant la diffusion inélastique du méson π par le noyau à une collision élastique du méson sur un nucléon en mouvement à l'intérieur du noyau. Autrement dit, à une énergie totale E_1 du méson incident dans le système du laboratoire et à une série de valeurs possibles E'_1 de l'énergie du méson diffusé, on fait correspondre les valeurs E_c de l'énergie cinétique du méson incident qui auraient donné naissance aux E'_1 dans le cas d'une collision élastique. Le modèle nucléaire adopté est celui du gaz de Fermi, les états finaux incompatibles avec le principe de Pauli étant exclus. Sur cette base, il est possible de relier la section efficace différentielle $d\Phi(E'_1, \psi)/dE'_1\, d\Omega$ pour la diffusion inélastique à la section efficace différentielle $\sigma(p, \cos\theta)$ de collision élastique par la formule

$$\frac{4\pi\, d\Phi(E'_1, \psi)}{dE'_1\, d\Omega} = \frac{3}{4}\sigma(p, \cos\theta)\,(E_1 + E_2)^2 c(E_1 E_2 p_1)^{-1} E'_1\, U.$$

Dans le système du laboratoire, ψ est l'angle de diffusion des deux particules, p_1 et p'_1 les quantités de mouvement correspondant respectivement à E_1 et à E'_1, et E_2 l'énergie maximum du nucléon incident qui soit compatible avec le principe de Pauli; θ et p sont respectivement l'angle et la quantité de mouvement dans le système du centre de gravité des deux particules, U est une quantité purement géométrique définie par Johnson. En donnant à $\sigma(p, \cos\theta)$ deux valeurs, l'une constante, l'autre correspondant à la théorie du champ

(1) Bernardini, Booth, Lederman et Tinlot, *Phys. Rev.*, **82**, 1951, p. 105; Bernardini et Lévy, *Phys. Rev.*, **84**, 1951, p. 610; Minguzzi, Puppi et Ranzi, *Nuovo Cimento*, **12**, 1953, p. 1753; S. et G. Goldhaber (communication privée).

(2) *Phys. Rev.*, **83**, 1951, p. 510.

mésique avec couplage faible, celui-ci obtient un désaccord sur les deux points expérimentaux précédents.

Nous avons tenté d'améliorer ce résultat en reliant $\sigma_{\pm}(p, \cos\theta)$ aux valeurs expérimentales obtenues récemment [3] dans l'étude de la diffusion $\pi - p$. En admettant que seuls les états s et p contribuent à la diffusion, on peut exprimer $\sigma_{\pm}(p, \cos\theta)$ (diffusion des mésons positifs ou négatifs) sous la forme

$$\sigma_{\pm}(p, \cos\theta) = a_{\pm}(E_c) + b_{\pm}(E_c)\cos\theta + c_{\pm}(E_c)\cos^2\theta$$

et tirer de l'expérience la variation de $a_{\pm}$, $b_{\pm}$, $c_{\pm}$ en fonction de E_c. Un calcul classique permet de relier E_c à E'_1 au moyen des relations

$$E_c = \frac{p^2}{M} + \sqrt{(p^2+\mu^2)\left(1+\frac{p^2}{M^2}\right)} - \mu,$$

$$p^2 = \frac{1}{4}q^2 + \frac{E_2^2}{(E_1+E_2)^2}p_1^2, \qquad \theta = 1 - \frac{q^2}{2p^2};$$

où q dépend de l'angle de diffusion ψ. A partir de ces données, on obtient facilement la section efficace $d\Phi(E'_1, \psi)/dE'_1\,d\Omega$ correspondant à la diffusion inélastique $\pi - p$. Nous avons fait le calcul pour $E_1 = 215$ MeV, $\psi = 90°$ et $\psi = 180°$.

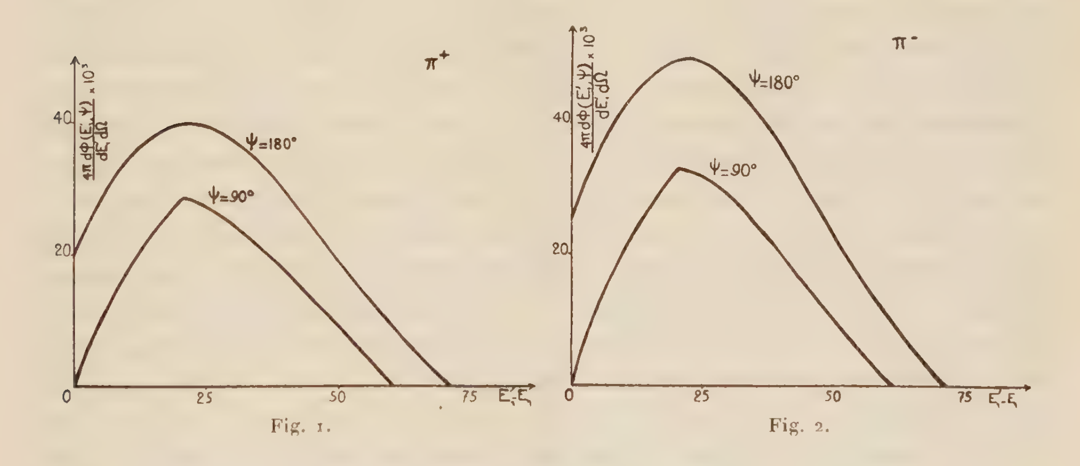


Fig. 1. Fig. 2.

Nous devons faire ensuite la moyenne statistique des collisions subies par un faisceau de mésons sur les noyaux complexes (Br et Ag) des émulsions photographiques dans lesquels des neutrons, aussi bien que des protons interviennent et faire appel, pour cela, à l'hypothèse de la symétrie de charge selon laquelle une collision (π^+, n) est équivalente à une collision (π^-, p), un processus (π^+, p) équivalent à (π^-, n). Les figures 1 et 2 représentent les sections efficaces différentielles (en millibarns par steradian MeV) à 90 et 180°

(3) FERMI, GLICKSMAN, MARTIN et NAGLE, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 161.

des mésons $\pi^{\pm}$ incidents de 75 MeV en fonction de la perte d'énergie du méson. Toutes deux indiquent conformément à l'expérience, une prédominance marquée des diffusions à l'arrière sur les diffusions à 90°. Mais le maximum de la courbe se place aux environs de 20 MeV et n'explique pas les grandes pertes d'énergie du méson. On pourrait peut-être améliorer ce résultat [2] en tenant compte du fait que, pendant la collision, une fraction appréciable de la quantité de mouvement est transmise au reste des nucléons par le nucléon frappé.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Spectres infrarouges de ferrocyanures et de ferricyanures et constitution des bleus de Prusse.* Note de M. **Guy Emschwiller** [1], présentée par M. Paul Pascal.

L'étude des spectres infrarouges permet de reconnaître que les bleus de Prusse se comportent comme des ferrocyanures.

Le problème de la constitution des bleus de Prusse est depuis longtemps discuté [2]. Les études de diffraction des rayons X ont conduit à leur attribuer une structure cubique à faces centrées; un ion ferreux et un ion ferrique occuperaient alternativement les sommets de cubes élémentaires, avec un groupe cyané entre chacun d'eux, des cations, ferreux, ferriques ou alcalins suivant les compositions, venant s'insérer entre les mailles du réseau. Au motif $Fe(CN)_6Fe$, Davidson a donné le nom de supercomplexe berlinique; mais si, pour lui, il s'agirait d'un ion ferrique associé à un ion ferrocyanhydrique, pour Weiser, Milligan et Bates ce serait plutôt un ion ferreux et un ion ferricyanhydrique, tandis que d'autres considèrent qu'aucun des deux atomes ne pourrait être distingué comme ferreux ou comme ferrique [3]. J'ai entrepris l'étude des spectres infrarouges dans l'espoir de reconnaître si les bleus de Prusse se comportent comme des ferrocyanures, comme des ferricyanures ou comme quelque chose d'autre.

J'ai examiné un certain nombre de ferrocyanures et de ferricyanures métalliques, obtenus en général par précipitation, le sel du métal étant, en principe, présent en excès. Les produits solides ont été malaxés avec de la vaseline et le tout tartiné, en couche plus ou moins mince, entre plaques de chlorure de sodium ou de bromo-iodure de thallium. Le spectromètre utilisé est du modèle 12 C de Perkin-Elmer. Dans le domaine

---

(1) Avec la collaboration technique de Mme Denise Lechaine.

(2) Pour un exposé d'ensemble de la question, *voir* Harris Holtzman, *Ind. eng. Chem.*, 37, 1945, p. 385, auquel nous renvoyons pour les références bibliographiques.

(3) Récemment encore L. Cambi, *Gazz. chim. ital.*, 77, 1947, p. 575.

exploré, entre 2,5 et 15 μ, on rencontre un assez grand nombre de bandes d'absorption, plus ou moins nettes, plus ou moins aisément reproductibles, mais ferrocyanures et ferricyanures se distinguent essentiellement par la forme et la position de la bande qui correspond à la vibration fondamentale du groupe cyané ([4]). Cette bande est beaucoup plus intense pour les ferrocyanures, plus fine pour les ferricyanures. Le tableau qui suit donne les fréquences correspondant au maximum d'absorption, exprimées en nombres d'ondes (cm^{-1}) ([5]).

Métal.	Ferrocyanure.	Ferricyanure.	Métal.	Ferrocyanure.	Ferricyanure.
Aluminium...	2120	–	Cadmium.....	2064	2156
Cuivre.......	2094	2176	Calcium......	2060	·
Zinc.........	2090	2170	Plomb.......	2056	–
Nickel........	2090	2165	Lanthane.....	2054	–
Cobalt.......	2082	2160	Potassium....	2040	2115
Manganèse....	2068	2158	Thallium.....	2010	–

Les fréquences sont plus grandes pour les ferricyanures que pour les ferrocyanures; elles apparaissent en relation avec les dimensions des cations, la classification suivant les valeurs décroissantes des fréquences reproduisant, à de légères interversions près, l'ordre des dimensions ioniques croissantes.

J'ai étudié de même divers systèmes à base de bleus de Prusse. Les produits de l'action à froid d'un ferrocyanure alcalin sur un sel ferrique ou d'un ferricyanure alcalin sur un sel ferreux ont donné exactement la même bande caractéristique des ferrocyanures, avec la même position du maximum à 2 075 cm^{-1} environ, ce qui montre que la nature des cations présents en dehors du réseau est sans influence. Pour un produit obtenu par précipitation et oxydation à chaud d'un ferrocyanure ferreux, le maximum s'est trouvé quelque peu déplacé, vers 2 085 cm^{-1}; des bleus de Prusse d'origine industrielle ont conduit eux aussi à des maxima avoisinant 2 085 cm^{-1}. Sur des systèmes à base de blanc de Berlin et de bleu de Prusse, avec prédominance du premier, les maxima ont été de 2 070 cm^{-1} pour un produit précipité à froid, 2 078 cm^{-1} pour un produit précipité à chaud. Enfin un système à base de bleu de Prusse

---

([4]) Pour le cyanure de potassium à l'état solide, le maximum trouvé correspond à 2083 cm^{-1}, en accord avec la valeur indiquée par Gordy et Williams pour la solution aqueuse (*J. Chem. Phys.*, 3, 1935, p. 664).

([5]) Le ferrocyanure thalleux provient d'une collection. Celui de calcium est le ferrocyanure double, associé au potassium, obtenu par précipitation à chaud. Les autres ferrocyanures peuvent être simples ou doubles, avec du potassium, cela semble sans importance, aucune variation appréciable de la position de la bande caractéristique n'ayant pu être décelée quand on modifie les conditions de précipitation.

et de vert de Berlin, obtenu par coprécipitation d'une solution de sel ferrique en excès par un mélange de ferrocyanure et de ferricyanure de potassium (70 moles pour 100 du dernier), a présenté, en plus de la forte bande des ferrocyanures, la bande plus fine des ferricyanures, avec des maxima correspondant respectivement à 2 075 et 2166 cm^{-1}.

Ainsi les bleus de Prusse possèdent la bande des ferrocyanures, sans que rien d'autre se manifeste. Sans doute pourrait-on se demander pourquoi le fer ferrique ne se place pas encore plus en tête dans le classement suivant les fréquences, étant donnée la petitesse des dimensions attribuées à l'ion ferrique, mais la différence entre les fréquences du ferrocyanure et du ferricyanure est bien pour lui de l'ordre de 80 à 90 cm^{-1}, à peu près comme pour les autres métaux (75 à 92 cm^{-1}). Les bleus de Prusse se comportent donc, tout au moins dans leur état électronique normal, comme des ferrocyanures, sans se distinguer de ferrocyanures comme ceux de cuivre, de zinc, de nickel, de cobalt ou de manganèse, pour lesquels les études de diffraction des rayons X ont révélé une grande analogie de structure et conduit à admettre la généralité de motifs du type $Fe(CN)_6Me$.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur une méthode nouvelle de formation de figures d'attaque à la surface du fer.* Note (*) de MM. **Jean Bardolle** et **Jean Moreau**, présentée par M. Albert Portevin.

L'étude de la formation de figures d'attaque à la surface du fer et les possibilités d'emploi de ces dernières en vue de la détermination des orientations cristallines ont déjà fait l'objet de nombreux travaux. Il convient de citer entre autres ceux de Heyn (1), Stead (2), F. Osmond et G. Cartaud (3) A. Portevin (4), Mc Keehan (5), H. H. Potter et W. Sucksmith (6), G. Tammann (7), D. W. Smith et R. F. Mehl (8), Ch. S. Barret et L. H. Levenson (9). La plupart de ces auteurs ont préconisé une attaque par réactifs chimiques en solution aqueuse ou alcoolique : chlorure double de cuivre et d'ammonium, persulfate d'ammonium en solution aqueuse, acide nitrique dans l'eau ou dans l'alcool. D. W. Smith et R. F. Mehl (8) ont été

(*) Séance du 22 mars 1954.

(1) *Z. Ver. Deuts. Ing.*, 44, 1900, p. 433.

(2) *Iron and Steel Inst.*, 1, 1898, p. 145 et 2, 1898, p. 137.

(3) *Rev. Métall.*, 3, 1906, p. 669.

(4) *Rev. Métall.*, 20, 1923, p. 381.

(5) *Nature*, 119, 1927, p. 705.

(6) *Nature*, 119, 1927, p. 924.

(7) *J. Inst. Métals*, 44, 1930, p. 29.

(8) *Métals and Alloys*, 4, 1933, p. 31.

(9) *Trans. A. I. M. E.*, 137, 1940, p. 76.

les premiers semble-t-il à proposer une méthode d'attaque électrolytique qui donne des résultats assez satisfaisants; ils utilisaient comme bain le chlorure double de cuivre et d'ammonium en solution aqueuse à 0,5 %. Toutefois cette méthode permet difficilement d'obtenir des figures nettes sur tous les grains et il se produit en même temps un gravage prononcé de la surface. Plus récemment A. Antonioli et A. Ferri [10] ont étudié la formation de figures d'attaque sur les ferrosilicium et préconisé une attaque électrolytique au persulfate d'ammonium. L'application de leur méthode au fer nous a donné jusqu'ici des résultats très irréguliers.

Pour faciliter les recherches poursuivies par l'un de nous [11] sur l'anisotropie cristalline du fer à l'égard de l'oxydation, nous avions tenté il y a quelques années de mettre au point une méthode électrolytique de formation des figures d'attaque. Des résultats très encourageants avaient déjà été obtenus à cette époque mais ce n'est que tout récemment qu'il nous a été possible de préciser exactement les conditions dans lesquelles il convient de se placer.

Les essais ont été effectués, soit sur du fer Armco soigneusement purifié dans l'hydrogène, soit sur du fer pur électrolytique préparé au laboratoire de Vitry [12]. Les échantillons sont découpés sous forme de plaquettes de 1×1 à 2×2 cm et placés verticalement, après polissage électrolytique (5 mn à 40 V dans le bain de Jacquet), à l'anode d'une cellule d'électrolyse. La cathode est constituée par une lame de fer et la distance anode-cathode est d'environ 3 cm. Le bain d'attaque utilisé est une solution aqueuse de sulfocyanure d'ammonium à 2,5 g/l. La tension continue entre anode et cathode fournie par un redresseur est réglée au moyen d'un montage en potentiomètre. Les conditions les plus favorables de densité de courant et de temps d'attaque varient légèrement selon la pureté du métal et son état de cristallisation. Toutefois la densité de courant doit être maintenue voisine de 1,5 mA/cm^2, valeur qui est atteinte pour une tension de 0,9 V environ si la surface totale en contact avec la solution est égale à 3 cm^2. Pour un grand nombre d'échantillons, en particulier dans le cas du fer pur, une seule attaque de 4 mn donne très souvent d'excellents résultats. Cependant, il est quelquefois préférable de faire subir à l'échantillon après lavage à l'eau distillée et à l'alcool, une seconde attaque de 5 à 10 mn dans le même bain (à rejeter après cette deuxième attaque) et dans les mêmes conditions de tension. L'échantillon est finalement lavé à l'eau et à l'alcool. Au cas où il se serait produit un

---

([10]) *Rev. Metall.*, 46, 1949, p. 627.

([11]) J. Bardolle et J. Benard, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 231; J. Benard et J. Bardolle, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 2317.

([12]) Ces échantillons ont été mis à notre disposition par MM. Chaudron et Talbot.

léger dépôt sur la surface, celui-ci peut être éliminé en agitant l'échantillon pendant 30 s dans une solution de pyrogallol dans la potasse diluée (10 g KOH/l).

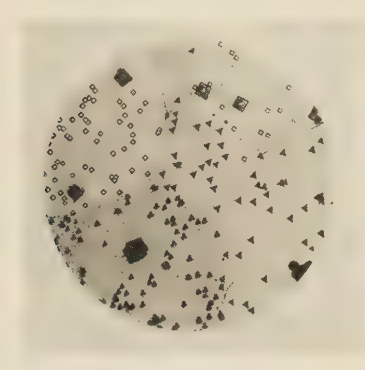


Fig. 1. — Gr. = 400.

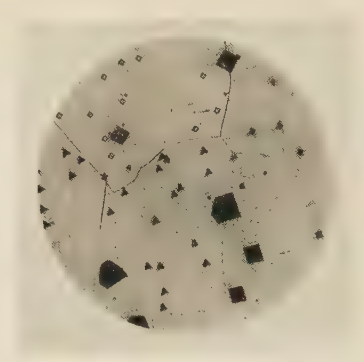


Fig. 2. — Gr. = 400.

Les résultats obtenus à la suite de deux attaques successives sont illustrées par les figures 1 et 2. La première attaque a fait apparaître sur la plupart des grains un nombre limité de grandes figures d'attaque à bords très nets. Ces figures présentent le plus souvent des troncatures. La deuxième attaque a donné au contraire des figures plus petites et beaucoup plus nombreuses, dont les formes sont en général plus simples; elle a mis également en évidence les joints intercristallins. On peut remarquer sur la figure 2 plusieurs grandes figures d'attaque qui se sont développées à cheval sur un joint et possèdent de ce fait une forme dépendant des orientations respectives des deux cristaux adjacents.

Une étude d'orientation aux rayons X nous a montré que les facettes développées dans ces conditions étaient des plans (100), ce qui permet une interprétation simple des formes observées. On peut réaliser une détermination rapide de l'orientation du réseau métallique à l'aide d'un report stéréographique selon un procédé déjà décrit [8], [13].

Nous pensons que cette méthode est susceptible de rendre des services dans toutes les recherches qui nécessitent la connaissance de l'orientation cristalline du fer. Elle peut compléter à cet égard utilement la méthode de Laue en retour en permettant des déterminations plus rapides d'orientation et en mettant en évidence certains détails de structure. Son domaine d'emploi ne se limite pas au fer pur et nous avons vérifié qu'elle s'applique également aux aciers doux.

---

[13] P. Lacombe, *Métaux et corrosion*, 1951, p. 314; L. Beaujard, *Thèse*, Paris, 1949.

CHIMIE MINÉRALE. — *Purification de quelques substances réfractaires par traitement au four solaire.* Note de MM. **Félix Trombe** et **Marc Foëx**, présentée par M. Paul Lebeau.

On sait que le traitement des substances à haute température est souvent accompagné d'effets de purification. Par exemple la fusion de la magnésie à l'aide d'un arc électrique provoque une migration de certaines de ses impuretés vers les zones froides. De même des corps conducteurs de l'électricité comme le graphite [1] ou le tantale, portés à haute température par effet Joule, sont remarquablement purifiés.

L'utilisation d'un rayonnement à haut éclairement énergétique, comme celui que l'on obtient au foyer d'un miroir parabolique très ouvert orienté vers le soleil, permet des effets du même genre sur des corps solides ou fondus, conducteurs ou non conducteurs de l'électricité.

Les conditions de chauffage par rayonnement présentent différents avantages : les substances sont traitées sur elles-mêmes en l'absence de creuset et il est possible, en cours d'essai, de faire varier la nature de l'atmosphère qui est à leur contact, ainsi que la rapidité de son renouvellement [2].

Dans le cas particulier des oxydes réfractaires, il peut être utile de créer, soit par action de l'atmosphère, soit par mélange de substances appropriées une première phase réductrice et de terminer le chauffage en atmosphère oxydante afin d'éliminer les excès d'éléments réducteurs et de restituer l'oxygène éventuellement enlevé au produit à purifier.

Nous donnons dans ce travail les résultats de purification de quatre oxydes réfractaires : la thorine ThO_2, la zircone ZrO_2, l'alumine Al_2O_3 et l'oxyde de lanthane La_2O_3.

La thorine (point de fusion supérieur à 3 000° C) a été portée, comme l'indique la figure 1, par action directe du rayonnement solaire à une température voisine de 3 000° C. Cet oxyde perd rapidement ses impuretés qui migrent dans les zones à températures moyennes (*fig.* 1) ou se volatilisent. L'examen spectrographique montre que toutes les impuretés présentes initialement : silice, magnésie, alumine, oxyde de fer, chaux, terres rares sont éliminées. La coloration rose faible des cristaux de thorine pure après fusion pourrait être attribuée à une légère dissociation de cet oxyde, à moins qu'il n'ait conservé de très faibles traces de terres rares non décelées au spectrographe.

---

(1) F. Trombe, M. Foëx et J. Bardet, *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 691.

(2) F. Trombe et M. Foëx, *IIIe Congrès d'Électrothermie*, 1954, p. 1203.

Un échantillon de zircone (³) (point de fusion 2 700° C) traité comme la thorine suivant le schéma de la figure 1, perd une grande partie de ses impuretés par simple fusion à l'air; la silice passe de 0,6 % à moins de 0,1 %. L'oxyde de titane de 0,2 % à moins de 0,1 %.

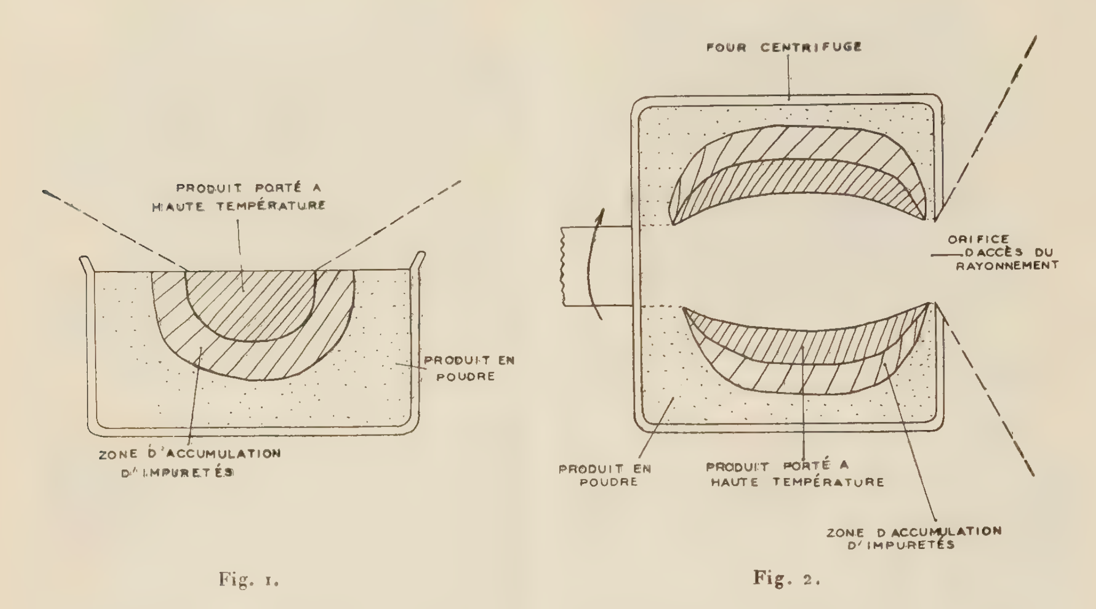


Fig. 1. Fig. 2.

Un chauffage prolongé dans l'air de l'ordre d'une demi-heure a permis d'abaisser le titre de ces deux derniers oxydes, à moins de 0,02 % (⁴).

L'alumine (point de fusion 2 050° C) n'est pas assez réfractaire pour que ses impuretés se volatilisent lorsque sa fusion est effectuée rapidement. Un traitement prolongé au four centrifuge (*fig.* 2) permet de faire migrer une partie des impuretés dans la zone à température moyenne. En particulier la teneur de l'alumine en oxyde de fer, initialement de près de 0,1 %, peut être abaissée en dessous de 0,01 à 0,005 %. La fusion sous vide est plus efficace et permet d'éliminer complètement de l'alumine la chaux, la soude, l'oxyde de gallium. La silice l'oxyde de fer et la magnésie n'existent plus que sous forme de traces.

Un autre procédé de purification de l'alumine consiste à ajouter à celle-ci une faible proportion d'aluminium métallique qui réduit à l'état de métaux plus volatils les impuretés primitivement sous forme d'oxydes. On termine l'opération en atmosphère oxydante.

L'oxyde de lanthane par fusion oxydante prolongée est pratiquement débarrassé des oxydes de néodyme et de praséodyme.

(³) Il s'agit de Zircone contenant la quantité classique d'oxyde de Hafnium, soit 1 à 2 %.

(⁴) M. Chaigneau et M. Perez ont effectué différentes analyses sur les produits traités.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur un acétate basique de magnésium.* Note de M[mes] **Léone Walter-Lévy** et **Irène Soleilhavoup**, présentée par M. Paul Pascal.

L'existence des acétates basiques de glucinium (1) et de zinc (2) et de nombreux sels basiques de magnésium relatifs à des acides forts ou faibles, pouvait laisser prévoir celle d'acétates basiques de magnésium, en dépit de l'opinion contraire généralement admise.

Nous avons effectivement réussi à mettre en évidence un acétate basique présentant un spectre de rayons X nettement caractéristique. Celui-ci apparaît en examinant les résidus de décomposition par voie sèche ou d'hydrolyse et d'alcoolyse de l'acétate neutre $(CH_3COO)_2Mg, 4H_2O$.

L'hydrolyse a été effectuée en portant à 150°, en vase clos, pendant 6 h, des mélanges d'acétate de magnésium, d'eau et éventuellement d'acide acétique ou de magnésie. Le verre obtenu après refroidissement, a été traité par de l'alcool éthylique qui précipite le sel basique. Celui-ci se forme si le pourcentage en acétate du mélange initial est compris entre 100 et 33 %. Pour 1 mol d'acétate neutre, l'addition de magnésie peut aller jusqu'à 0,25 mol, et celle d'acide acétique jusqu'à 0,5.

Les préparations les mieux cristallisées ont été obtenues par alcoolyse. A cet effet, des solutions alcooliques méthylique, éthylique ou isobuthylique, contenant 0,5 mol d'acétate neutre par litre ont été portées pendant 8 h à l'ébullition. Les solutions deviennent acides et précipitent. Après filtration, les sels formés ont été lavés à l'alcool correspondant, avec contrôle à l'aide de jaune de thiazol.

La dessiccation du précipité lavé a été conduite à poids constant dans des étuves réglées à des températures allant de 25 à 300°, de 25 en 25°.

Les analyses chimiques ont porté sur la détermination de l'alcalinité et du magnésium, l'acide acétique et l'eau étant évalués par différences.

Les résultats obtenus montrent l'existence de paliers de composition fixe pour diverses préparations séchées aux températures comprises entre 50 et 200°.

Au delà, le sel se décompose, très lentement à 225°, en 4 jours à 300°, en donnant de la magnésie MgO.

Les rapports stœchiométriques, relatifs au palier de composition fixe pour une dizaine de préparations, sont les suivants :

$$\frac{(CH_3COO)_2}{Mg} = 0,800 \pm 0,003, \qquad \frac{H_2O}{Mg} = 0,20 \pm 0,06.$$

La formule du sel desséché est donc $4(CH_3COO)_2Mg, Mg(OH)_2$.

---

(1) $3(CH_3COO)_2Gl, GlO$. G. Urbain et H. Lacombe, *Compte rendus*, 133, 1901, p. 874.

(2) $3(CH_3COO)_2Zn, ZnO$. M. Auger et M[lle] Robin, *Compte rendus*, 178, 1924, p. 1546.

Les courbes de pesées en fonction du temps à 25°, sur des préparations effectuées dans l'alcool éthylique, présentent une chute rapide correspondant au départ de l'alcool de lavage, puis une descente très lente. Il semble qu'au point anguleux, le composé retienne une molécule d'eau d'hydratation.

Par ailleurs, le sel desséché est stable sous tension de vapeur d'eau très faible; il fixe une molécule d'eau d'environ 4 à 13 mm. Il s'hydrolyse sous tensions supérieures avec liquéfaction et formation d'un précipité basique mal défini, ce qui explique son hygroscopicité et sa décomposition très lente à l'air libre.

L'analyse thermogravimétrique, à température ascendante, confirme, dans l'ensemble, les résultats obtenus à température constante.

Les distances réticulaires de l'acétate basique, quelque soit sa teneur en eau et en alcool, ont pu être identifiées à celles que donnerait un système quadratique centré (3) de paramètres :

$$a = 23,15 \text{ Å}, \qquad c = 12,38 \text{ Å}, \qquad \frac{c}{a} = 0,535.$$

Les trente premières distances réticulaires D et les intensités I des raies correspondantes (4), sont les suivantes :

h k l.	D.	I.	h k l.	D.	I.	h k l.	D.	I.	h k l.	D.	I.
200....	11,6	FF	222....	4,94	f	323...	3,48	m	712....	2,89	m
101....	11,0	F	431....	4,33	m	532....	3,34	fff	800....		
211....	7,95	F	501....			413....	3,32	f	651....	2,88	fff
301....	6,54	fff	402....	4,23	fff	701....	3,20	ff	642....	2,85	ff
400....	5,80	m	103....	4,06	f	640....			820....	2,80	fff
321....	5,70	m	521....			622....	3,15	f	613....	2,79	fff
202....	5,47	f	422....	3,97	fff	721....	3,08	f	660....	2,73	ff
420....	5,18	ff	213....	3,84	m	503....			334....	2,68	ff
411....	5,12	ff	512....	3,66	m	523....	2,97	ff	–	–	
–	–	–	620....			–	–	–	–	–	

La densité du composé desséché, mesurée suivant la méthode du flacon, après dégazéification dans le xylène, donne 1,253, en bon accord avec la densité calculée 1,257, si l'on admet huit molécules par maille centrée.

Nous avons donc pu mettre en évidence un acétate basique de magnésium $4(CH_3COO)_2Mg$, $Mg(OH)_2$, dont le rapport de la base à l'acide est égal à celui de l'hydromagnésite $4CO_3Mg$, $Mg(OH)_2$, $4H_2O$ (5), plus riche en acide que les acétates basiques de zinc et de glucinium, contenant une molécule

(3) Déterminé en liaison avec P. M. Wolff.

(4) Les abréviations FF, F, m, f, ff, fff, signifient respectivement : très forte, forte, moyenne, faible, très faible, encore plus faible.

(5) *Ann. de Chimie*, 7-8, 1937, 169.

d'eau de constitution alors que ceux-ci sont anhydres, et de système cristallin différent, quadratique et non cubique ([6]).

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude du système titane-hydrogène; préparation d'un hydrure de titane*, TiH_2. Note (*) de MM. **André Chrétien**, **William Freundlich** et **Michel Bichara**, présenté par M. Louis Hackspill.

L'absorption d'hydrogène par le titane est suivie par étude chimique et radiocristallographique. Nous avons préparé un hydrure stœchiométrique TiH_2 et élucidé l'influence de différents facteurs sur sa formation, qui dépend de trois facteurs essentiels : température, pureté des produits de la réaction et traitement préalable du titane. La phase β (TiH_2) est homogène entre 50 et 66,4 at. hydrogène %.

La divergence des résultats antérieurs, concernant la nature et la composition de l'hydrure de titane, nous a incités à étudier le système titane-hydrogène en conjugant les méthodes chimiques et physiques. Une technique radiocristallographique sensible qui permet de déceler de faibles concentrations d'une phase étrangère et de mesurer des paramètres, ainsi qu'un dispositif d'analyse très précise de la teneur en hydrogène, nous ont permis d'apporter la solution du problème resté posé.

D'après notre étude chimique, l'absorption d'hydrogène par le titane dépend essentiellement :

— de la température; elle est lente entre 1 000 et 700°, devient importante au-dessous, jusqu'à 500°, puis se ralentit;

— des impuretés contenues dans le titane et dans l'hydrogène, et du traitement antérieur subi par le métal.

Ainsi l'absorption d'hydrogène, libéré par dissociation de l'hydrure de calcium, par le titane fraîchement réduit, donne une valeur maximum, correspondant à TiH_2. Tous les essais conduits dans des conditions moins rigoureuses n'ont pas permis d'atteindre cette limite.

L'hydrure de titane TiH_2 est le seul composé formé et identifié. Les divers hydrures antérieurement signalés nous semblent donc inexistants.

Étude radiocristallographique : Les échantillons sont préparés par réduction du bioxyde de titane par l'hydrure de calcium et refroidis sous différentes quantités d'hydrogène. Après épuisement à l'acide acétique dilué et séchage sous vide, la teneur en hydrogène est déterminée, après un dégazage à 1 100°, par mesure du volume.

([6]) La structure de l'acétate basique de glucinium a été établie par W. H. Bragg et G. T. Morgan, *Proc. Roy. Soc.*, A, **104**, 1923, p. 437; celle de l'acétate basique de zinc par J. Wyart, *Bull. Soc. Franc. min.*, **49**, 1926, p. 148.

(*) Séance du 22 mars 1954.

Les diagrammes de rayons X sont réalisés avec le montage Seeman-Bohlin par transmission, en utilisant une chambre de diffraction à focalisation avec une lame plane courbée comme monochromateur.

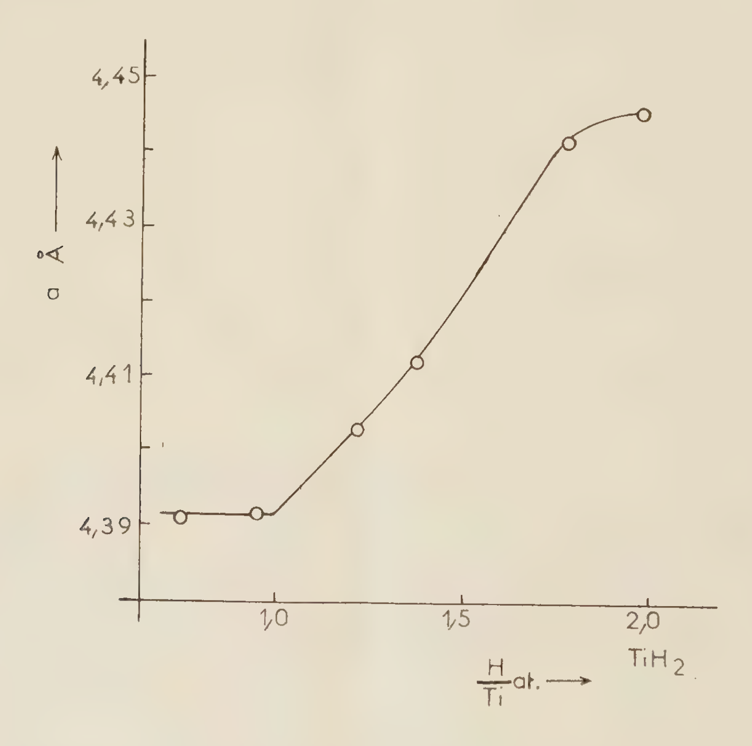
L'analyse radiocristallographique donne les conclusions suivantes :

At. H_2 %....	5	20,6	31,4	42,5	48,7	50,9	55,0	58,2	64,0	66,4
Phase......	α(Ti)				$\alpha+\beta$			$\beta(TiH_2)$		

— jusqu'à 31 at. H_2 % s'étend un domaine de solutions solides; le paramètre de la maille, hexagonale, de la phase α (titane) change peu : par exemple $a = 2{,}951$ Å, $c = 4{,}740$ Å pour $TiH_{0,46}$ au lieu de 2,940 et 4,680 pour le titane pur.

— à partir de 31 at. H_2 %, apparaît une nouvelle phase, β, dont la maille est cubique à faces centrées, qui coexiste avec la phase α jusqu'à 50 at. H_2 %.

— au-dessus de 50 at. H_2 %, la maille de la phase homogène β (hydrure de titane), croît régulièrement avec l'augmentation de la teneur en hydrogène (*fig.*). Son paramètre passe de $a = 4{,}403$ Å à $a = 4{,}445$ Å quand l'hydrogène s'élève de 55 à 66,4 at. %.



Deux anomalies relatives à la phase α se manifestent dans le domaine biphasé : la dimension de sa maille ne reste pas constante, et le même échantillon révèle la même phase avec deux paramètres différents ($a = 2{,}943$, $c = 4{,}680$ et $a = 3{,}03$, $c = 5{,}07$).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Extension de cycle carboné par isomérisation de cétols juxtanucléaires*. II. *Comportement différent de l'hydroxy-1 cyclopentyl phényl cétone vis-à-vis de* KOH *solide et de* KOH *alcoolique*. Note (*) de

Mme **Irène Elphimoff-Felkin** et Mlle **Bianca Tchoubar**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le cétol (II) se transpose en cétol (III) sous l'action de KOH ou de NaOH solide à froid. La potasse alcoolique par contre, ne donne lieu à cette transposition qu'à chaud. C'est ce phénomène qui est responsable du fait que la déshalogénation de la cétone chlorée (I) par KOH solide donne le cétol (III), tandis que la déshalogénation de la même cétone par KOH alcoolique à froid donne le cétol (II).

En poursuivant l'étude de la déshalogénation alcaline des cétones α-halogénées, nous avons constaté que la (chloro-1 cyclopentyl) phényl cétone I ([1]) sous l'action de KOH ou de NaOH solide en suspension dans l'éther ou dans le cyclohexane, ne donne que 3 % d'acide phényl-1 cyclopentane carboxylique (IV), le reste du produit réactionnel étant constitué par un cétol. Celui-ci cependant ne présente pas la même structure carbonée que la cétone chlorée initiale (I), mais résulte d'une transposition. En effet, le cétol formé n'est pas l'(hydroxy-1 cyclopentyl) phényl cétone (II) ([2]) à laquelle on pouvait s'attendre ([3]), mais la phényl-2 hydroxy-2 cyclohexanone (III) ([2]). Il n'en est pas de même lorsque l'on effectue la déshalogénation de la cétone (I) par KOH alcoolique à froid. Dans ces conditions, l'unique produit de la réaction est le cétol (II) de même structure carbonée que la cétone de départ (I) ([4]).

$C{-}CO{-}C_6H_5$, Cl (I) — $C{-}CO{-}C_6H_5$, OH (II) — $OH{-}C{-}C_6H_5$, CO (III) — $C{-}C(=O)OH$, C_6H_5 (IV)

En d'autres termes, la déshalogénation de (I) par les alcalis solides à température ambiante est accompagnée d'une extension de cycle carboné, alors que la déshalogénation par KOH alcoolique à la même température s'effectue sans changement de structure. Ce résultat apparemment surprenant nous a amenées à admettre que l'action des alcalis tant en solution qu'à l'état solide

(*) Séance du 22 mars 1954.

([1]) G. Cauquil et J. Rouzaud, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1720.

([2]) I. Elphimoff-Felkin et B. Tchoubar, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1978.

([3]) B. Tchoubar, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2544.

([4]) Rappelons que les cétols résultant de l'action tant de KOH solide que de KOH alcoolique sur les (chloro-1 cyclohexyl) aryl cétones, présentent la même structure que ces dernières ([3]).

sur (I) conduit en premier lieu par une réaction de substitution normale au cétol (II) et que celui-ci se transpose par la suite sous l'action des alcalis solides en cétol (III). Pour vérifier le bien-fondé de cette explication, nous avons étudié l'action des alcalis sur le cétol (II). Nous avons pu montrer ainsi que ce cétol se comporte différemment vis-à-vis des alcalis suivant les conditions expérimentales. Sous l'action de KOH ou de NaOH en suspension dans l'éther, il se transpose intégralement en cétol (III). Par contre, mis en contact avec KOH méthanolique pendant plusieurs jours à la température ambiante, il reste inchangé ; c'est seulement à la température d'ébullition du mélange réactionnel que la transposition a lieu et elle n'est complète qu'après plusieurs heures de chauffage.

Si l'on replace les faits observés dans le cadre des idées actuelles sur l'interaction des groupes polaires voisins, ainsi que sur le mécanisme de certains processus catalytiques hétérogènes, on peut les interpréter de la manière suivante :

Étant donné que le carbonyle est un puissant attracteur d'électrons, les cétols (A) se comportent en milieu alcalin comme des acides et sont ionisés suivant l'équilibre (*a*). On sait par ailleurs que la rupture d'une covalence entre le carbone et un atome électronégatif s'effectue avec une grande facilité par l'intervention du groupe voisin C—O⁻ ([7]). Dans ces conditions, il y a lieu de supposer que les cétols (A) en milieu alcalin, se trouvent en équilibre avec la forme (B) (équilibre *b*) ([5]), ([6]). Il est probable que c'est l'équilibre (*b*) qui est responsable du fait que le cétol (II) ne subit pas de transposition sous l'action de KOH alcoolique à froid. Pour qu'il y ait transposition d'un cétol (A) en son isomère (D), le cétol (A) doit passer par un état de transition différent de celui de la transformation de (A) en (B) et qui présente vraisemblablement la structure (C). L'énergie d'activation d'une telle transposition est certainement

---

([5]) S. Winstein, E. Grunwald, *Amer. Chem. Soc.*, 70, 1948, p. 828.

([6]) J. F. Lane et D. R. Walters, *Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 4235.

([7]) Ceci explique pourquoi les cétols, contrairement aux cétones α-halogénées correspondantes, ne fixent généralement pas d'ions OH^- sur le carbone du carbonyle et de ce fait, ne conduisent pas en milieu alcalin aux acides transposés ([3]).

plus grande que celle du passage de (A) en (B) ([6]). Ceci explique pourquoi l'isomérisation du cétol (II) en cétol (III) par KOH alcoolique ne s'effectue qu'à chaud. En ce qui concerne l'isomérisation de (II) en (III) par l'action de KOH ou de NaOH solide à froid, elle peut être expliquée par un simple effet de surface. On peut en effet admettre que celle-ci est suceptible d'orienter la molécule du cétol par l'intervention des ions K^+ ou Na^+ qui attirent les deux oxygènes négatifs, de sorte que la configuration spatiale de la molécule cesse d'être favorable pour l'établissement de l'équilibre (*b*) et devient par contre favorable pour l'état intermédiaire (C) ([6]) et par conséquent pour la transformation de (A) en (D), d'où transposition rapide dans ces conditions, du cétol (II) en cétol (III).

Tous les composés dont il est question dans le présent travail sont déjà connus. Signalons toutefois que le cétol (III) est cristallisé (F 67°) et que son oxime est fusible à 178°.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Contribution à l'étude de l'hydroxy-alcoylation du noyau benzénique; condensation du chloral sur le vératrole en présence de chlorure d'aluminium.* Note de MM. **Raymond Quelet**, † **Jean Gavarret** et **Robert Pineau**, transmise par M. Marcel Delépine.

Effectuée à froid, dans l'éther de pétrole et en présence de chlorure d'aluminium, la condensation du chloral sur le vératrole fournit principalement le diméthoxy-3.4 α-hydroxy β-β-β-trichloro éthylbenzène.

Dinesmann ([1]), puis Chattaway et Muir ([2]), le premier en opérant en présence de chlorure d'aluminium, les seconds avec l'acide sulfurique, ont réussi à limiter pratiquement à son premier stade la condensation du chloral avec les carbures benzéniques, de façon à obtenir les carbinols trichlorés :

$$Ar{-}H \xrightarrow{CCl_3{-}CHO} Ar{-}CHOH{-}CCl_3.$$

Dans le cas de la condensation avec le vératrole, dont le noyau est très activé, nous avons eu quelques difficultés pour obtenir le carbinol trichloré correspondant avec un rendement acceptable. Les meilleures conditions, qui nous ont permis de préparer le diméthoxy-3.4 α-hydroxy β.β.β-trichloro éthylbenzène (I) avec un rendement de 60 %, ont été réalisées en opérant entre 10 et 15°, au sein de l'éther de pétrole, le catalyseur étant le chlorure d'aluminium ([3]).

([1]) *Comptes rendus*, 141, 1905, p. 201; *Thèse de doctorat*, Paris, 1909.

([2]) *J. Chem. Soc.*, 1934, p. 701.

([3]) Les modes opératoires détaillés seront publiés dans un autre périodique.

Effectuée sans précautions spéciales, dans les conditions habituelles de la réaction de Friedel et Crafts, la condensation fournit un mélange complexe dans lequel prédomine le *bis* (diméthoxy-3'.4' phényl)-1.1 trichloro-2.2.2 éthane (VII).

Si l'on opère en présence d'acide sulfurique, avec un excès de chloral, comme l'indiquent Chattaway et Muir dans le cas du benzène, le carbinol formé tout d'abord se condense sur lui-même pour donner des dérivés du dihydroanthracène dont l'étude est en cours. En versant l'acide sulfurique dans un mélange renfermant deux molécules de vératrole pour une de chloral, la réaction de Baeyer [4] se produit seule et on obtient le gem-tétraméthoxy diphényl trichloroéthane (VII) avec un rendement de 85 %.

Le carbinol (I), oxydé par l'acide chromique donne la diméthoxy-3.4 ω-trichloro acétophénone (II) qui, par ébullition avec la potasse hydro-alcoolique, se transforme quantitativement en acide diméthoxy-3.4 benzoïque (acide vératrique) (III), fondant, comme l'indique la littérature à 181°.

$(CH_3O)_2C_6H_3{-}CHOH{-}CCl_3$ (I) $\xrightarrow{(CrO_3)}$ $(CH_3O)_2C_6H_3{-}CO{-}CCl_3$ (II) $\longrightarrow$

$\xrightarrow{KOH}$ $(CH_3O)_2C_6H_3{-}COOH$ (III)

(I) $\xrightarrow{KOH}$ $(CH_3O)_2C_6H_3{-}CHOH{-}COOH$ (IV) $\xrightarrow[(SO_4H_2)]{H_2(Pd)}$ $(CH_3O)_2C_6H_3{-}CH_2{-}COOH$ (V)

Partant de (I), il est possible de passer à l'acide diméthoxy-3.4 phényl-acétique (acide homovératrique) (V), en effectuant, d'abord, une saponification à froid par la potasse en solution hydroalcoolique qui fournit l'acide α-hydroxy homovératrique (IV) (Rdt 60 %), puis en réduisant ce dernier par l'hydrogène sur palladium, en milieu sulfurique, à la température ordinaire (Rdt 90 %).

Divers autres dérivés, esters et éthers-oxydes, du carbinol (I) ont été également préparés; ils répondent aux formules (VI) :

$(CH_3O)_2C_6H_3{-}CHX{-}CCl_3$

(VI$_a$) X = Cl,
(VI$_b$) X = Br,
(VI$_c$) $X = OCOCH_3$,
(VI$_d$) $X = OC_2H_5$,
(VI$_e$) $X = OC_3H_7\,n$.

Pour confirmer la structure du gem-tétraméthoxydiphényl trichloro éthane

---

(4) *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 5, 1872, p. 1089; Forest, Stephen et Waters, *J. Chem. Soc.*, 1946, p. 333.

(VII), nous mentionnerons les transformations suivantes : par oxydation chromique, on passe à la tétraméthoxy-3.4.3'.4' benzophénone [vératrone (VIII), F 145° (5)]; la potasse alcoolique provoque une déchlorhydratation qui fournit le *bis*-(diméthoxy-3'.4' phényl)-1.1 dichloro-2.2 éthylène (IX) dont l'hydrolyse conduit à l'acide tétraméthoxy-3.4.3'.4' diphénylacétique, F 114° (6).

$$\underset{(VII)}{(3)\ CH_3O,\ (4)\ CH_3O > C_6H_3-\underset{|}{\overset{CCl_3}{}}CH-C_6H_3 < OCH_3\ (3'),\ OCH_3\ (4')} \xrightarrow{CrO_3} \underset{(VIII)}{(CH_3O)_2C_6H_3-CO-C_6H_3(OCH_3)_2}$$

$$(VII) \xrightarrow[\text{(alcool)}]{KOH} \underset{(IX)}{\left(\begin{matrix}CH_3O\\CH_3O\end{matrix}>C_6H_3\right)_2 C{=}CCl_2} \xrightarrow[(KOH)]{H_2O} \underset{(X)}{\left(\begin{matrix}CH_3O\\CH_3O\end{matrix}>C_6H_3\right)_2 CH-COOH}$$

Produits obtenus.	F (°C).	Cl % calculé.	Cl % trouvé.
(I) $C_{10}H_{11}O_3Cl_3$	144	37,3	37,1
(II) $C_{10}H_9O_3Cl_3$	135	37,6	37,3
(IV) $C_{10}H_{12}O_5$	105	(indice d'acide { calculé 264,8	trouvé 265,5)
(VI_a) $C_{10}H_{10}O_2Cl_4$	100	46,71	46,8
(VI_b) $C_{10}H_{10}O_2Cl_3Br$	130	{ Cl 30,5 { Br 22,95	30,1 22,6
(VI_c) $C_{12}H_{13}O_4Cl_3$	134	32,51	32,47
(VI_d) $C_{12}H_{15}O_3Cl_3$	43	33,97	33,98
(VI_e) $C_{13}H_{17}O_3Cl_3$	(liquide $É_{0,5}$: 155°)	32,51	32,37
(VII) $C_{18}H_{19}O_4Cl_3$	118	26,26	26,10
(IX) $C_{18}H_{18}O_4Cl_2$	120	19,24	19,15

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la production d'eau oxygénée et de peroxyde de sodium à partir de corps organiques autoxydables.* Note (*) de MM. **André Étienne** et **Yves Fellion**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Comparaison entre l'autoxydation de l'anthrahydroquinone, de l'oxanthrone, du mésodiphényldihydroanthranol, du fluorénol et du benzhydrol à l'état neutre ou sous forme de sels sodiques.

(5) Kostanecki et Tambor, *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 39, 1906, p. 4027.

(6) R. Quelet et J. Gavarret, *Bull. Soc. chim.*, (5) 17, 1950, p. 1078.

(*) Séance du 22 mars 1954.

On sait que l'eau oxygénée peut se former par action de l'air sur de nombreux corps organiques autoxydables possédant des hydrogènes suffisamment mobiles [*voir* (1)]; les anthrahydroquinones (spécialement les dérivés alcoylés en 2), ont, jusqu'alors, été retenues pour la préparation industrielle utilisant cette réaction.

Il nous a paru utile de faire un rapprochement entre l'autoxydation des hydroquinones et celle de la dihydrophénazine, I*a*, en phénazine et eau oxygénée, trouvée récemment (2).

Pour cela, nous avons repris l'étude de l'autoxydation de l'anthrahydroquinone II*b*, et de son tautomère l'oxanthrone, I*b*. Nous avons constaté que cette dernière, I*b*, en solution benzénique est inerte, à la lumière diffuse et à froid, vis-à-vis de l'oxygène. Il n'en est pas de même, comme on le sait, de l'anthrahydroquinone, II*b*. Celle-ci, obtenue par isomérisation de l'oxanthrone (au moyen des alcalis puis acidification) a été cristallisée sous vide (alcool), F_{inst} 190°. Nous avons remarqué qu'elle s'autoxyde très rapidement, dans les conditions indiquées ci-dessus, pour donner de l'anthraquinone et de l'eau oxygénée avec production d'une luminescence caractéristique. Cette émission de lumière indiquerait que l'autoxydation se ferait suivant un mécanisme radicalique (réaction *b*) du même type

(1) W. Machu, *Das Wasserstoff peroxyd und die Perverbindungen*, Springer Verlag, 1951, p. 96.

(2) Ch. Dufraisse, A. Étienne et E. Toromanoff, *Recherches brevetées*.

que celui qui se rapporte à l'autoxydation de la dihydrophénazine (réaction *a*).

L'autoxydation des sels de l'anthrahydroquinone a lieu, au contraire, suivant un mécanisme ionique ([3]). Ainsi, l'ion disodique rouge en résonance, I*c*↔II*c*, obtenu habituellement par action des alcalis aqueux (cuve) ou encore, comme nous l'avons fait par action du sodium en milieu neutre (benzène) sur l'anthrahydroquinone donne, sans émission de lumière, de l'anthraquinone et du peroxyde de sodium avec vraisemblablement production intermédiaire de l'ion peroxyde, III*c* (réaction *c*). Il y aurait donc deux mécanismes différents d'autoxydation suivant que l'on s'adresse à la molécule neutre ou aux sels.

Ces résultats nous ont incité à étudier l'autoxydation de corps à structures voisines. Notre choix s'est porté tout d'abord sur le diphényl-9, 9-dihydro-9.10 anthranol-10, I*d* (le cas du dihydro-9.10 anthranol-10 a été provisoirement laissé de côté), le fluorénol, I*e*, et le benzhydrol, I*f*, corps dont les analogies et les différences structurales avec l'oxanthrone se remarquent facilement. Tout comme cette dernière, les alcools précités ne s'autoxydent pas en solution benzénique à froid. Par contre, si l'on ajoute dans les solutions de la soude caustique sèche (ou de la potasse) on constate que, après une période assez brève pendant laquelle rien ne semble se produire, il y a absorption de 1 mol d'oxygène par molécule avec formation de peroxyde de sodium et respectivement de diphénylanthrone, de fluorénone et de benzophénone. Nous avons tout de suite pensé que, dans ces réactions, il y avait eu production des dérivés sodés intermédiaires, II*d*, II*e*, II*f*, très rapidement autoxydables. Ceux-ci ont été effectivement isolés sous forme de corps cristallisés rouges, instables à l'air, après réaction du sodium en excès sur les alcools I*d*, I*e*, I*f*, en solution dans l'éther, et libération d'une molécule d'hydrogène. Ces produits sont d'ailleurs les mêmes que ceux que l'on obtient par action du sodium en excès sur les cétones correspondantes, IV*d*, IV*e*, IV*f*, après passage par les métaux cétyles bleus. Ils fixent rapidement une mol. d'oxygène avec passage à des peroxydes instables III*d*, III*e*, III*f*, qui se décomposent en les cétones suivantes : diphénylanthrone, IV*d*, fluorénone, IV*e*, et benzophénone, IV*f*, et en libérant du peroxyde de sodium, d'après les réactions *d*, *e*, *f*.

Bien qu'il ait été déjà obtenu un dérivé dipotassé du benzhydrol, I*f*, par le potassium dans NH_3 liquide ([4]), la formation de ces dérivés disodés II*d*, II*e*, II*f*, par action du sodium sur les alcools est néanmoins surprenante d'autant plus que R. F. Bacon ([5]) avait signalé que le benzhydrol

---

([3]) Ch. Dufraisse, A. Étienne et J. Rigaudy, *Bull. Soc. Chim.*, 1948 M, p. 804.

([4]) C. B. Wooster, *J. Amer. Chem. Soc.*, 50, 1928, p. 1390.

([5]) *Amer. Chem. J.*, 33, 1905, p. 73.

donnait, dans ces conditions, le dérivé monosodé sur l'hydroxyle alcoolique.

Ces derniers résultats indiquent que le sodium peut fournir avec les alcools phénylés secondaires, non seulement les alcoolates monosodés habituels, mais également des dérivés disodés très sensibles à l'autoxydation.

Il semble d'ailleurs que des dérivés disodés du même genre puissent s'obtenir également avec un alcool primaire comme l'alcool benzylique.

Ces constatations incitent à étudier à nouveau l'action des métaux alcalins et des alcalis sur les alcools en milieu non hydrophile ainsi que leur comportement à l'air.

GÉOLOGIE. — *Les circulations des eaux dans les argiles.*

Note de M. **Jean Pimienta**, présentée par M. Paul Fallot.

L'eau incluse dans les séries argileuses peut être drainée par une couche sableuse. Observations dans la nature et expériences. Il en résulte que l'alimentation d'une couche aquifère n'est pas limitée à l'infiltration dans la zone d'affleurement ou aux déversements directs.

Depuis 1923, avec O. E. Meinzer, qui définit une *zone de saturation*, dont la surface est la *water-table*, surmontée d'une *zone d'aération*, on reconnaît que les eaux souterraines s'enfoncent dans le sol jusqu'à saturer tous les vides (1); entre autres les pores des roches argileuses ou marneuses dont le volume total représente un pourcentage important du volume de la roche. Mais on considère que l'eau incluse dans les argiles se déplace si lentement qu'elle n'a guère d'intérêt pratique en ce qui concerne l'alimentation des captages. En Tunisie, les observations suivantes m'ont conduit à supposer le contraire :

Des sondages crépinés sous la *water-table*, à travers des lentilles sableuses paraissant isolées dans une masse argileuse, fournissent jusqu'à 60 l/s; un pompage prolongé fait apparaître des eaux ayant subi des échanges ioniques avec les argiles encaissantes. Si plusieurs lentilles sont superposés, les caractères chimiques de leurs eaux varient progressivement de l'une à l'autre comme s'il n'y avait pas de séparation. Quand la lentille elle-même est argilo-sableuse le « développement » (2) augmente plus le débit que lorsqu'elle est formée de sables grossiers.

Si les pressions hydrostatiques favorisent le drainage, les forces capillaires, auxquelles s'ajoutent les forces de rétention physicochimiques, tendent à retenir l'eau dans l'argile. J'ai pensé que l'effet de ces forces de rétention devait diminuer, quand le passage d'un milieu à l'autre était progressif, autrement dit, quand il s'effectuait par l'intermédiaire de sables très fins au contact

(1) O. E. Meinzer, *U. S. Geol. Survey*, Water-supply Paper 489, 1923.

(2) Introduction artificielle par le forage d'une masse filtrante de sables ou de graviers.

de l'argile. En fait, des stratifications sableuses incluses dans une masse argileuse saturée d'eau sont toujours exploitables, dans les conditions même où des calcaires fissurés en grand peuvent ne pas l'être. Pour confirmer ces observations et leur interprétation, M. A. Rivière m'a engagé à procéder à des expériences, dont il m'a suggéré le dispositif.

Deux récipients identiques *a* et *b*, à fond de verre fritté de 64,4 cm² de surface, contiennent la même épaisseur de marne bleue de Cormeilles-en-Parisis. Dans le récipient *b* on a disposé en outre sous la marne et en couches superposées deux variétés de sables isométriques de cordons littoraux, de manière à réaliser un drainage progressif. 90 % des grains du sable fin au contact de la marne ont leurs diamètres compris entre 0,18 et 0,20 mm; pour les sables grossiers du dessous, les diamètres varient entre 0,25 et 0,7 mm. On recouvre d'eau et l'on établit un vide partiel sous les filtres en verre fritté, ce qui revient à soumettre les marnes à une pression hydrostatique correspondant à une colonne d'environ 7 m d'eau; on reproduit ainsi les conditions régnant à la profondeur modeste de 7 m sous la *water-table*. On mesure le débit filtrant à travers ces marnes. Avec des températures de 17 à 18° les résultats exprimés en cm³/sec et ramenés au mètre carré de surface de la couche marneuse sont les suivants :

	Eau de la distribution municipale (Ca^{++} en solution : 100 mg/l).		Eau distillée.	
	h 20 = mm.	h = 40 mm.	h = 20 mm	h = 40 mm.
a. Argile	6,7	1,4	2,7	1,35
b. Drain sableux...........	25,1	27,9	24,4	22,3

h représente l'épaisseur de la marne.

Si dans le cas de *a* où n'interviennent que deux milieux (marne et eau), les pertes de charges varient avec l'épaisseur traversée et avec l'état interne (l'eau distillée a tendance à défloculer l'argile et réduit la percolation), dans le cas de *b* le débit paraît constant. Il ne dépendrait plus que de phénomènes de surface à la limite entre l'argile ou la marne et le sable. Il semble seulement augmenter en cours de fonctionnement, le courant d'eau entraînant les colloïdes argileux dans les sables et rendant le contact de plus en plus progressif; la valeur 27,9 a été mesurée après une semaine de circulation.

Le débit trouvé *indépendant de l'épaisseur*, 20 à 30 cm³/s/m², est considérable; il correspond à un débit possible de 200 *ou* 300 *l/s par hectare de contact entre deux stratifications*, doublé si le *drain* sableux est limité par des argiles sur ses deux faces.

L'eau ayant traversé la marne est modifiée dans ses caractères chimiques :

	pH (eau distillée).	Teneur en Ca^{++} (eau de la distribution municipale).	Teneur en K^{+} (eau de la distribution municipale).
Entrée	6,5	100 mg/l	2 mg/l
Après traversée du récipient *b*	7,5	500 »	9,2 »
Après traversée du récipient *a*	8,05	1200 »	26 »

Les marnes de Cormeille-en-Parisis contiennent 40,2 % de $CaCO_3$, leur pH est 7,95. Les eaux échangent donc des ions avec les argiles en quantité d'autant plus importante que leur passage y est plus prolongé, celles ayant passé lentement sans drain étant deux à trois fois plus salées.

Conclusions. — Quoique à un stade encore préliminaire, ces observations laissent prévoir la nécessité d'un remaniement des principes les plus classiques de l'hydrogéologie. On aperçoit déjà qu'il est arbitraire de considérer comme entités isolées les « nappes » contenues dans des couches sableuses limitées par des niveaux argileux. Par l'intermédiaire de sables intercalés, l'eau des argiles peut donc contribuer pour une assez large part à l'alimentation des niveaux aquifères classiques, aussi bien que les fissures à grande circulation des formations calcaires karstiques. On doit considérer que sous la *water-table* se trouve une unité aquifère non compartimentée en « nappes », exploitable partout où il y a des drains naturels. Les conséquences en sont particulièrement importantes en climat désertique.

GÉOLOGIE. — *Note préliminaire sur la structure géologique du Gabon sud-occidental.* Note de M. **Jean-Pierre Dévigne**, présentée par M. Paul Fallot.

La région étudiée est limitée, au Nord, par le parallèle 2° Sud; par le Kouilou au Sud; à l'Ouest par la côte atlantique; à l'Est par la N'Gounié. Entre deux chaînes précambriennes, sensiblement parallèles, le Mayombe à l'Ouest et le Chaillu à l'Est, se situe un synclinorium de terrains non métamorphiques, de tectonique calédonienne ou hercynienne.

En dehors de quelques renseignements très anciens, les premières données géologiques furent apportées par V. Babet, B. Brajnikov, B. Choubert, R. Furon, V. Pérébaskine, auxquelles s'ajoutent les investigations locales de D. Reyre. Chargé par le Gouvernement Général de l'A. É. F. du lever de cette zone, j'en poursuis l'étude depuis 1945.

1. Le Mayombe. — Le matériel visible de cette chaîne très plissée, surtout cristalline et cristallophyllienne, provient en grande partie du métamorphisme régional d'un ensemble de dépôts sédimentaires, parfois cristallisés ou recristallisés dans la zone des micaschistes supérieurs. J'ai pu analyser ces formations précambriennes et y reconnaître cinq séries à

métamorphisme décroissant. Il y a un socle composé de trois séries (de bas en haut : 1, *Kouboula*, 2, *Gongo*, 3, *Mombi-Dola*), sur lequel reposent en discordance deux autres séries, peu ou pas métamorphiques (4, *Ouégui*, 5, *Bouenzien*).

1° *Série des monts Kouboula.* — Cette série débute par des quartzites purs, saccharoïdes ou non, et se continue par des quartzites à muscovite, à oligiste et magnétite et des itabirites. On y rapportera les micaschistes calcarifères de la Benza.

La première granitisation de cette série est marquée par les *orthogneiss microgranitiques des Likassa.*

2° *Série de la Gongo.* — Cette série repose en discordance sur la précédente par l'intermédiaire d'un niveau de conglomérats à galets de quartzites. Elle est entièrement composée de micaschistes à chlorite, au milieu desquels sont interstratifiées les *coulées rhyolitiques de Kakamoëka.*

Une importante granitisation a atteint ces deux premières séries : celle des *granites métasomatiques à biotite des coupoles gabonaises* (γ^1). Ces granites présentent une structure à cloisons ou en amas de quartz en mosaïque et un métamorphisme décelé par la présence de muscovite, d'épidote et de zoïsite, recristallisées dans des plagioclases à 26-28 % d'an., associés à du microcline. Ces granites γ^1 sont parfois recouverts par des conglomérats (Douigni, Douengui) à pâte arkosique et galets de ces granites. Les conglomérats doivent marquer une coupure importante.

Cette granitisation a été suivie d'une autre plus récente, celle de la série *charnockite-norite*, dont les relations avec la troisième série (Nombi-Dola) sont encore inconnues.

3° *Série de Mombi-Dola.* — Elle est représentée par des phyllades chloriteuses, parfois graphiteuses (*Mombi*), et des schistes à séricite au sommet (*Dola*). Je n'ai pas observé de discordance à la base, mais la coupure postérieure aux granites et l'absence locale de la deuxième série impliquent une discordance nécessaire.

4° *Série de la Ouégui.* — D'origine continentale, elle repose sur ce socle en discordance majeure. Elle est composée de grès grossiers blancs, parfois conglomératiques, de grès fins gris et d'arkoses, très légèrement métamorphiques. Elle a été traversée par des venues doléritiques et des gabbros ophitiques.

5° *Bouenzien.* — Vient ensuite une dernière série précambrienne, discordante elle aussi, représentée par des grès et des schistes argileux. J'assimile cette série par analogie stratigraphique au Bouenzien du Chaillu. Au Mayombe elle est fortement plissée, comme les séries inférieures.

2. Les Tillites. — La période continentale, instaurée à la suite des grands mouvements d'orogénie précambrienne a été soulignée par un grand

épisode glaciaire, maintenant classique. On y distingue deux phases, représentées par deux tillites. La première, bouenzienne, a été définie tout d'abord au Congo Belge, puis dans le Sud du Congo français par J. Cosson et je l'ai retrouvée plus au Nord sur les confins Congo-Gabon. La seconde phase se place à la base du Schisto-calcaire : c'est la *Tillite du Niari*.

3. Synclinorium de terrains de couverture. — Allongé du Sud-Est au Nord-Ouest, entre les deux massifs précambriens, il se subdivise de la base au sommet en deux systèmes : *Schisto-calcaire*, *Schisto-gréseux*.

Le Schisto-calcaire se décompose de bas en haut en dolomies et calcaires, calcaires, calcaires magnésiens.

Les dolomies et les calcaires de base de la plaine de Tchibanga sont marmorisés. Le Schisto-gréseux *pro parte* est constitué d'arkoses fines et d'argiles de teintes variées. Un conglomérat à pâte arkosique ou le dépôt direct des argiles sur le système sous-jacent déjà érodé marquent une discordance. Le Schisto-gréseux supérieur, qui semble discordant sur la partie inférieure, a à peu près disparu par érosion.

L'extension ancienne du Schisto-calcaire n'était pas limitée au synclinorium. Il s'étendait loin vers l'Ouest, ainsi que le démontre le lambeau dolomitique de la Dissembi, que j'ai découvert sur la bordure occidentale du Mayombe.

4. Bordure occidentale du Chaillu. — Du point de vue pétrographique les granites du Chaillu sont comparables aux granites de Capo Coast en Gold Coast. Ils diffèrent de ceux des coupoles gabonaises par l'absence de recristallisation à l'intérieur des plagioclases. Sur ces granites reposent en discordance du Bouenzien arkosique, la Tillite du Niari et le Schisto-calcaire, subhorizontaux.

5. Tectonique. — La plus ancienne direction tectonique reconnaissable est subméridienne. Elle est visible dans les séries granitisées. Postérieurement à ces séries et successivement, le Précambrien moyen et supérieur, puis le Schisto-calcaire et le Schisto-gréseux *pro parte* ont été plissés suivant une direction sensiblement différente Sud-Est-Nord-Ouest, appelée localement « mayombienne ».

GÉOLOGIE. — *Sur l'application de la méthode des indices granulométriques de A. Rivière aux sédiments grossiers. Interprétation des courbes expérimentales mises sous forme canonique.* Note de M. **Jean-Joseph Blanc**, présentée par M. Louis Fage.

La mise en place initiale des sédiments sableux grossiers se fait au niveau du talus détritique littoral. Les courbes granulométriques (formes canoniques) permettent d'envisager une évolution à partir des formes paraboliques, marquée par la translation de la partie rectiligne de la courbe.

Les courbes cumulatives à ordonnées semi-logarithmiques montrent une granulométrie parabolique au niveau du talus détritique littoral. Ce faciès correspond à un stade *non évolué* du sédiment [A. Rivière ([1])].

Les recherches effectuées sur le littoral rocheux de la Provence montrent l'existence d'un faciès hyperbolique *particulier aux sédiments sableux évolués* des talus détritiques : criques, passes, îles, caps et calanques. Il en est de même pour certains sables fins bien classés, au large des plages [A. Rivière ([2]), S. Vernhet ([3]), A. Fée ([3]), J.-J. Blanc ([3])].

Ayant mis de nombreuses courbes expérimentales sous la forme canonique, nous avons observé des variations granulométriques *continues* des stocks ébouleux grossiers du talus détritique sous-marin. A partir des formes paraboliques initiales, l'évolution peut se poursuivre, dans un talus détritique donné, jusqu'au faciès hyperbolique des sédiments grossiers.

Sachant que les abaques de la forme canonique sont obtenues par modification de l'échelle des abscisses, l'expression

$$g = \log\frac{d_M}{d_m} = \log d_M + \operatorname{colog} d_m$$

est représentée par 100 divisions de l'ordonnée y.

Introduisons une valeur σ, telle que $d_m < \sigma < d_M$ et correspondant à 50 divisions de l'ordonnée (*médiane de la courbe cumulative mise sous forme canonique*) (cf. *fig.* : $\sigma = MM'$ mesurée dans les mêmes unités que d_m et d_M).

Dans les trois cas théoriques possibles l'on aura :

$Ng < 0$ (faciès hyperbolique) : $\sigma < \frac{1}{2}\log\frac{d_M}{d_m}$ ou $\sigma < \frac{1}{2}\log G$;

$Ng = 0$ (faciès logarithmique) : $\sigma = \frac{1}{2}\log G$;

$Ng > 0$ (faciès parabolique) : $\sigma > \frac{1}{2}\log G$.

La construction des courbes canoniques relatives aux divers échantillons montre que l'évolution des stocks ébouleux du talus détritique se traduit essentiellement par des variations des valeurs de σ. La pente de la *partie rectiligne* de la courbe cumulative se modifie peu.

Les éboulis grossiers se rattachent très souvent au faciès hyperbolique, de la forme

$$y = A\frac{1}{x+N} + B$$

([1]) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 2, 1-3, 1952, p. 155.

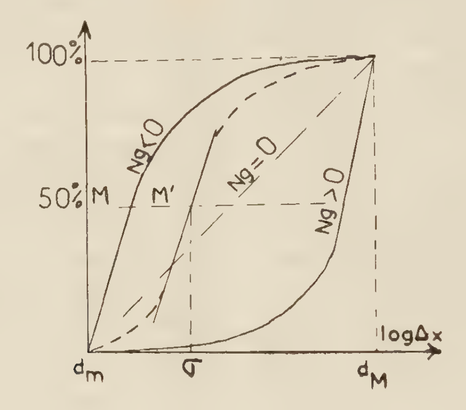
([2]) *Rev. Inst. Fr. Pétroles et Ann. Comb. liq.*, 8, 1953, p. 106.

([3]) Observations inédites.

ou au faciès parabolique de la forme

$$y = Ax^N + B.$$

La pente des courbes expérimentales au voisinage de M′ reste caractérisée par la valeur sensiblement constante A. La région des courbes voisine de M peut être considérée comme affectée d'une translation variable B sur l'axe



des y. L'on démontre, par un calcul simple, que cette translation de la partie rectiligne des courbes cumulatives, ramenées à leur forme canonique, est égale au produit de la pente de la partie droite par la différence des valeurs de σ correspondant à B = o et à une valeur finie de B.

Les variations de l'indice σ deviennent plus complexes dans le cas où la pente A change de manière appréciable. En utilisant la médiane pour déterminer σ par simple lecture sur la courbe canonique, l'on a le maximum de chances pour recouper le milieu de la partie rectiligne de la courbe.

D'intéressantes fluctuations sont ainsi mises en évidence *dans le domaine particulier des sédiments grossiers*. A titre d'exemple, nous donnons les valeurs suivantes :

Stations.	Valeurs de σ. (g).	Nature lithologique des falaises.	Faciès.
Porquerolles	17.10^{-2}	Phyllades et quartzophyllades	Hyperbolique
Cap Sicié...........	42 »	Phyllades magnétitifères	»
Ile verte............	43 »	Poudingues turoniens	»
En-Vau.............	44 »	Calcaires urgoniens	Hyp. ou log.
Port d'Alon.........	92 »	Dolomie jurassique	Parabolique

MÉTALLOGÉNIE. — *Nouvelles observations sur le gîte de Boukdema* (*Algérie*). Note de M. **Jules Glaçon**, présentée par M. Paul Fallot.

Découverte de mispickel et de minéraux de la série de l'énargite. Signification métallogénique et comparaison avec d'autres gîtes d'Algérie du Nord.

La concession minière de Boukdema, du groupe des mines du Guergour, près de Lafayette (Ouest Constantinois, Algérie), contient un gîte plombo-

zincifère dans des dolomies jurassiques et un gîte cuivreux en filons et filonnets. Le gîte plombo-zincifère a déjà fait l'objet d'une Note (¹) dans laquelle nous décrivions la géologie du gisement en général, le gîte cuivreux n'ayant été mentionné qu'incidemment. Des études ultérieures ont été poursuivies sur les filonnets à minéralisation cuivreuse recoupant la dolomie minéralisée en blende et galène. Les échantillons intéressants proviennent surtout de la bordure ouest et sud-ouest du petit plateau dit « El Maden ». L'altitude des affleurements, au-dessus de la nappe phréatique actuelle, est assez élevée; d'autre part, les travaux souterrains ne sont pas descendu très bas (une trentaine de mètres), aussi les filonnets observés ont-ils subi de profonds phénomènes d'altération (surtout oxydation, peu de cémentation). Nous avons pu néanmoins déceler nombre de minéraux réunis en une paragenèse méritant d'être signalée.

L'examen de quelques surfaces polies a permis de reconnaître les minéraux suivants, cités dans leur ordre de formation *probable* (de nombreux remplacements interviennent) : *quartz*, *pyrite*, *mispickel*, *hématite*, *chalcopyrite*, *galène*, *stéphanite*, *cuivre gris*, *famatinite-luzonite*, *argent*, *bornite*, et phase supergène (*chalcocite*, *covellite*, *gœthite*, *limonite*, *malachite*, *azurite* et produits d'oxydation du mispickel non identifiés). Le *mispickel* se présente en beaux cristaux automorphes parfois d'assez grande taille, souvent aussi en petits cristaux dans le quartz, la chalcopyrite, le cuivre gris. Il en subsiste quelquefois des quantités relativement importantes, mais dans beaucoup de cas il a été totalement oxydé et il ne reste que des « squelettes » de cristaux soulignés par les produits d'oxydation. Ceci permet cependant de se rendre compte que certaines parties du minerai non oxydé devaient être riches en mispickel. La *galène* n'est visible qu'en « larmes » résiduelles dans la bornite (elle forme avec cette dernière des associations à structure graphique), plus rarement dans le cuivre gris. Les minéraux de la série de l'énargite, bien reconnaissables grâce à leurs propriétés optiques (teinte rose orangé, effets d'anisotropie très nets, agrégat de petits cristaux, macles polysynthétiques) forment des plages de faible étendue mais fréquentes, au point que l'on peut dire que ces minéraux ne constituent pas des raretés; l'exiguïté des plages nous oblige malheureusement à adopter une dénomination globale : *famatinite-luzonite*. Ces minéraux ne subsistent qu'en résidus dans les produits de cémentation et d'oxydation; dans le minerai intact ils devaient exister en quantités importantes. L'*argent* et la *stéphanite* sont peu abondants, l'*hématite* encore plus rare.

La paragenèse citée plus haut possède des caractères de formation mésothermale, à la limite de l'épithermal aussi. La formation des filons a d'ail-

(¹) J. Glaçon, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2471.

leurs pu se produire en plusieurs phases. La première correspondant au quartz-pyrite-mispickel-hématite, la seconde, de température plus basse, au cuivre gris-famatinite-luzonite.

Quoi qu'il en soit, la présence de mispickel d'une part, de famatinite-luzonite d'autre part, dans le gîte de Boukdema, est intéressante. Les gîtes cuivreux de même type et de même âge (tertiaire) que Boukdema sont assez répandus en Algérie tellienne; leur étude détaillée commence seulement. Le cas de Boukdema montre que leurs paragenèses ne sont pas tout à fait aussi simples qu'on le pensait. J. Orcel avait déjà signalé la paragenèse à mispickel d'Azouar (²) et la paragenèse de Boudjoudoun (³) avec énargite. Le gîte de Cavallo présente, lui aussi, une paragenèse complexe, avec pyrite au départ, mais avec minéraux de la série de l'énargite très abondants (⁴); notons en passant que, contrairement à l'affirmation de H. Vincienne et V. Kovenko, Cavallo n'est pas le premier gîte d'énargite connu en Afrique du Nord puisque J. Orcel avait déjà signalé ce minéral à Boudjoudoun. L'auteur de cette Note a eu, enfin, l'occasion d'étudier des échantillons de la mine de Ghar-Rouban (Oranie) communiqués par G. Lucas, il y a observé la paragenèse suivante : quartz, mispickel, pyrrhotite, cubanite, chalcopyrite, cuivre gris, blende, galène. Mais là le mispickel est très abondant; ceci peut s'expliquer par le fait que son remplacement par les minéraux postérieurs a été beaucoup moins poussé qu'à Boukdema; de plus, la présence de pyrrhotite rapproche la paragenèse de celle de gîtes tels qu'Aïn-Barbar.

Toutes ces observations, jointes à d'autres qui ne peuvent être décrites ici, montrent qu'il existe une unité métallogénique d'Algérie du Nord, d'âge alpin, avec deux phases dont l'une est de température relativement plus élevée que l'autre, ou bien de profondeur plus grande, l'importance de chacune d'elles variant suivant les points. L'unité métallogénique ainsi définie s'intègre dans l'unité métallogénique du système alpin méditerranéen (gîtes cuprifères à paragenèses semblables de Hongrie, Yougoslavie, etc.), l'ensemble pouvant être la répétition, à une échelle bien plus réduite, de la zone minéralisée des cordillères américaines.

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Mesure directe du gradient de l'indice de réfraction de l'air dans la basse atmosphère.* Note (*) de M. **Mustapha Elnesr**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans la propagation des hyperfréquences, le facteur important est le gradient

(²) J. Orcel, *C. R. Cong. Soc. Sav.*, Paris, 1933, p. 178-183.
(³) J. Orcel, *C. R. Cong. Soc. Sav.*, Alger, 1930, p. 61-67.
(⁴) H. Vincienne et V. Kovenko, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 94.

(*) Séance du 15 mars 1954.

vertical de l'indice de réfraction Δn. L'équation donnant n en fonction de la pression $P(mb)$, de la température $T(°K)$ et de la pression de vapeur d'eau $e(mb)$ s'écrit :

$$N = (n - 1).10^6 = 80/T.(P + 4\,800\,e/T) \tag{1}$$

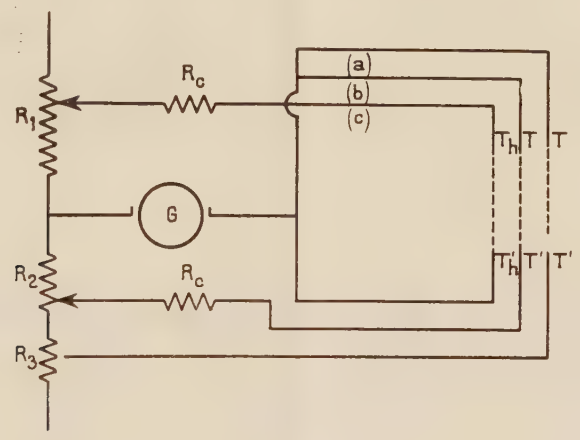
En prenant la différentielle, on obtient la relation suffisamment précise,

$$\Delta N = A - 1,45\,\Delta T + C\,\Delta e. \tag{2}$$

où A est une constante dépendant surtout de ΔP; $C = 384/T^2.10^3$ unités N/mb.

1,45 est la valeur moyenne de $80/T^2.(P + 9\,600\,e/T)$ pour différentes valeurs de P, T et e ordinairement observées dans nos régions (erreur inférieure à 1,5 % de ΔN).

Nous avons réalisé un appareil pour la mesure directe de ΔN dont le schéma électrique correspondant à la relation (2) est représenté sur la figure.



(a), (b), (c) : 3 couples thermoélectriques. ———— Cuivre ········ Constantan.
R_c = Résistance fixe (résistance du couple comprise). = Résistance critique du galvanomètre G.

Les deux couples (b) et (c) mesurent Δe. Par analogie avec l'appareil pour déterminer le gradient de l'humidité qui a fait l'objet d'une précédente Note [1], l'équation de Regnault $[e = e_h - S(T - T_h)]$ peut prendre la forme différenciée :

$$\Delta e = (M + S)\,\Delta T_h - S\,\Delta T \tag{3}$$

et les résistances R_1 et R_2 du circuit sont réglées de façon que

$$\frac{R_1 + R_c}{R_2 + R_c} = \frac{M + S}{S}, \tag{4}$$

où M, donné par $\Delta e_h = M\,\Delta T_h$ (pour $\Delta T_h < 2°$ C autour de T_h) est fonction de T_h. D'autre part le courant donné par l'ensemble du schéma électrique

$$i_n = \frac{\alpha R_n}{R_n + G}\left[\frac{\Delta T_h}{R_1 + R_c} - \frac{\Delta T}{R_2 + R_c} - \frac{\Delta T}{R_3}\right] \tag{5}$$

(1) ELNESR M., *Comptes rendus*, 273, 1953, p. 1270.

peut, en tenant compte des équations (3) et (4), prendre la forme

$$(6)\qquad i_n = \frac{\alpha R_n}{R_n + G}\left[\frac{\Delta e}{S(R_1 + R_e)} - \frac{\Delta T}{R_3}\right]$$

où R_n est la résistance extérieure totale de l'appareil, G celle du galvanomètre et α est la f. é. m. par degré centigrade pour les métaux des thermocouples.
i_n sera proportionnel à $\Delta N - A$ donné par (2) si

$$(7)\qquad \frac{R_3}{S(R_1 + R_e)} = \frac{C}{1,45}$$

En réglant R_1, R_2 et R_3 en fonction de $\overline{T}$ et $\overline{T}_n$, observées avant chaque mesure, de telle manière que les équations (4) et (7) soient satisfaites, ΔN prend la forme

$$(8)\qquad \Delta N - A = \frac{R_n + G}{R_n}\, 1,45\, R_3\, i_n$$

Une erreur de $\pm 1°C$ sur $\overline{T}_n$, ordre de grandeur des variations de $\overline{T}_n$ pendant une mesure (5 mn par exemple) entraîne une erreur de 4 % environ sur ΔN, pour $5 < \overline{T}_n < 20°C$, tandis qu'une erreur de $\pm 2°C$ sur $\overline{T}$ entraîne une erreur de 1 % environ pour $5 < \overline{T} < 30°C$.

Afin d'éviter le réglage de l'appareil en cours d'opération qui rendait difficile son fonctionnement, un facteur de correction a été établi; lequel peut être calculé à l'aide d'observations galvanométriques données par l'appareil.

Les détails concernant la construction de l'appareil sont les mêmes que dans le cas du gradient de l'humidité (1).

L'appareil à été étalonné en plein air à la Station Scientifique du Val-Joyeux. On a mesuré simultanément ΔN, Δe et ΔT entre deux points sur une même verticale à 140 cm l'un de l'autre, le plus bas étant à 10 cm du sol.

Les résultats de neuf expériences effectuées dans des conditions atmosphériques assez favorables (nuages 5/10, vent frais) pour comparer ΔN indiqué par l'appareil et ΔN donné par le calcul à partir de Δe et ΔT sont les suivants :

	Appareil.	Calcul.
($\Delta N - A$) moyen (unités N)..........	$1,64 \pm 0,06$	$1,62 \pm 0,06$

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Évolution histologique de l'apex d'*Aster sinensis *L.* Note de Mme Arlette Lance, présentée par M. Raoul Combes.

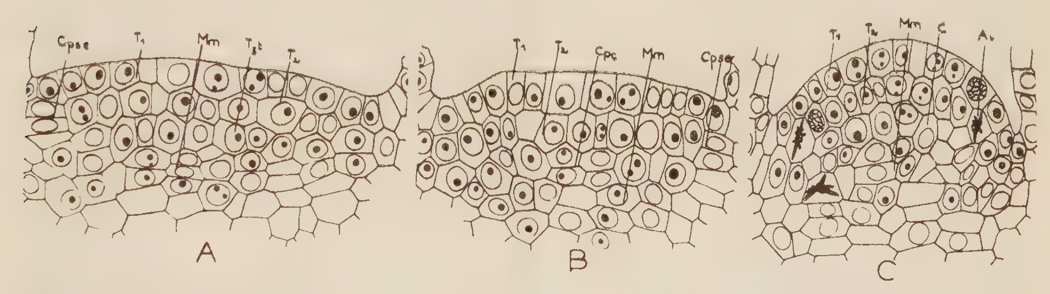
Dans la graine, le méristème apical de l'*Aster sinensis* présente un aspect rudimentaire. Il est en particulier dépourvu de corpus. Celui-ci apparaît au cours de la germination, à partir d'un groupe de cellules transitoires formant une troisième assise entre la tunica bisériée et le méristème médullaire.

Ces recherches furent réalisées sur des plantes de tous âges, depuis la

graine jusqu'au stade sept-huit feuilles, cultivées l'hiver en serre, en lumière naturelle.

La graine de l'*Aster sinensis* présente un embryon droit avec deux cotylédons volumineux. L'apex, plan, assez rudimentaire, est situé dans un sillon entre ces cotylédons et encadré par deux primordiums foliaires inégalement développés. Largement entamé par la surrection de ces deux premiers primordiums, il revêt, en coupe transversale, la forme d'une ellipse de 40 sur 110 μ dont le grand axe est perpendiculaire au plan des cotylédons. Une section longitudinale dans le plan de ce grand axe, montre trois assises cellulaires coiffant une ébauche, de méristème médullaire réduite à deux ou trois files de quelques cellules. Une telle coupe ne possède pas de corpus.

Des germinations vieilles de trois jours (*fig.* 1 A) présentent sur les flancs de l'apex des cloisonnements périclines très fréquents de l'assise sous-épidermique initiant les feuilles. Le méristème médullaire s'accroît également par des mitoses périclines. Ces premières manifestations de la reprise d'activité au niveau du méristème apical ne modifient en rien sa structure qui reste identique à celle observée dans la graine dont le caractère le plus marquant est l'absence de corpus.



Coupes longitudinales axiales de l'apex d'*Aster sinensis*. (Navachine-Hématoxyline). — A : Apex de 3 jours, sans corpus; B : Apex de 5 jours, formation du corpus; C : Apex de 9-12 jours, forme en dôme caractéristique. T_1, T_2 : assises tunicales; T_3t : 3e assise, transitoire; Cpse : cloisonnement péricline sous épidermique; Cpc : cloisonnement péricline à l'origine du corpus; Mm : méristème médullaire; Ai : Anneau initial.

Lorsque, vers le cinquième jour, les cotylédons s'épanouissent, dans la partie axiale de la troisième assise de l'apex, apparaissent de fréquentes divisions périclines (*fig.* 1 B). Les cellules issues de ces cloisonnements vont en grande partie s'intégrer au méristème médullaire; mais, quelques-unes d'entre elles, abandonnées près du sommet, prennent l'aspect caractéristique du corpus, se divisant en particulier dans des plans non définis. Ainsi, le corpus se forme *à partir de la troisième assise*, transitoire, comprise entre le méristème médullaire et les deux assises superficielles. Ces dernières, seules, constituent donc la tunica qui est bisériée. Le corpus demeure d'ailleurs très modeste, n'excédant guère cinq à six cellules.

Deux territoires distincts se séparent, alors, dans l'apex. L'un, apical axial, formé de la tunica et du corpus sous-jacent, présente des cellules à noyaux peu volumineux avec deux ou trois nucléoles, et se divise très rarement. L'autre, périphérique, est plus sidérophile, avec des noyaux uninucléolés; les mitoses y sont fréquentes, il est le siège de l'édification des primordiums et de leurs soubassements. Les divisions, périclines dans la partie superficielle sont, au-dessous, à la fois anticlines et périclines. Ce territoire latéral, qui édifie l'essentiel de la tige feuillée représente « l'*anneau initial* » des auteurs, il renferme notamment les centres générateurs des feuilles. Ainsi se trouve une fois de plus constatée l'inertie de la partie apicale axiale du point végétatif.

En même temps que le méristème médullaire s'allonge par des mitoses périclines, l'anneau initial, largement entamé par les deux premiers primordiums, se régénère grâce à des divisions anticlines à la périphérie de l'aire apicale. La conjugaison de ces deux processus, fait que l'apex se soulève tout en s'élargissant dans le sens de son petit axe, prenant la forme d'un dôme arrondi (*fig.* 1 C). Il atteint alors l'aire maximale.

Ainsi restauré, le méristème apical va donner naissance à un troisième primordium qui se forme dans l'espace laissé libre par les deux premiers, c'est-à-dire sur le grand axe de l'apex. Ce dernier s'en trouve considérablement réduit. Il apparaît comme un dôme occupé sur l'un de ses flancs par la troisième ébauche foliaire. Son aire est alors minimale.

Le point végétatif parcourt ainsi ses plastochrones successifs, en oscillant régulièrement entre une aire minimale après chaque érection foliaire et une aire maximale, lorsqu'il a été régénéré par des mitoses anticlines situées à la base du dernier primordium formé.

A la fin de la période de croissance végétative, l'apex ayant donné huit ou neuf feuilles a légèrement accru ses dimensions maximales, sans que son aspect général en soit modifié. Les deux assises tunicales sont toujours nettes dans la partie axiale. Sur les flancs, la deuxième est très tôt le siège de divisions qui l'ont dédoublée, aux lieux des prochaines initiations foliaires, dès l'extrême début de croissance horizontale qui produira les soubassements. Le corpus un peu plus abondant possède une dizaine de cellules.

De cette étude nous retenons trois faits : 1° L'apex établit *peu à peu* ses structures accessoires, pendant son fonctionnement même. 2° L'*absence primordiale de corpus*, comme chez *Myosurus*, où d'ailleurs il provient de la seconde assise [1], montre son inutilité pendant la croissance végétative; 3° au contraire, le fonctionnement latéral qui matérialise l'anneau initial se manifeste *dès la germination*.

---

(1) *Comptes rendus*, 232, 1951 p. 1011.

MYCOLOGIE. — *Sur les asques des Érysiphacées.*
Note de M. **Marius Chadefaud**, présentée par M. Roger Heim.

Dès 1942 [1], j'ai fait connaître que les asques des Ascomycètes ne sont pas toujours pourvus d'un appareil apical nettement différencié, et que dans certains groupes un semblable appareil fait défaut. Comme exemple, et entre autres, j'ai alors donné celui des Érysiphacées.

Mais que l'appareil apical ne soit pas nettement différencié ne signifie pas forcément qu'il fasse totalement défaut, ni que ce qui en existe soit dépourvu d'intérêt. Le but de la présente Note est de montrer que, chez les Érysiphacées, il est seulement d'un type *fruste*, c'est-à-dire réduit à ses éléments essentiels, ce qui lui confère le très grand intérêt de nous renseigner précisément sur la nature de ces éléments.

Mes observations ont porté principalement sur les asques de l'*Uncinula aceris*, mais d'autres espèces ont été aussi examinées, notamment le *Phyllactinia corylea* : à des détails près, les résultats obtenus avec l'*Uncinula* sont valables pour toutes.

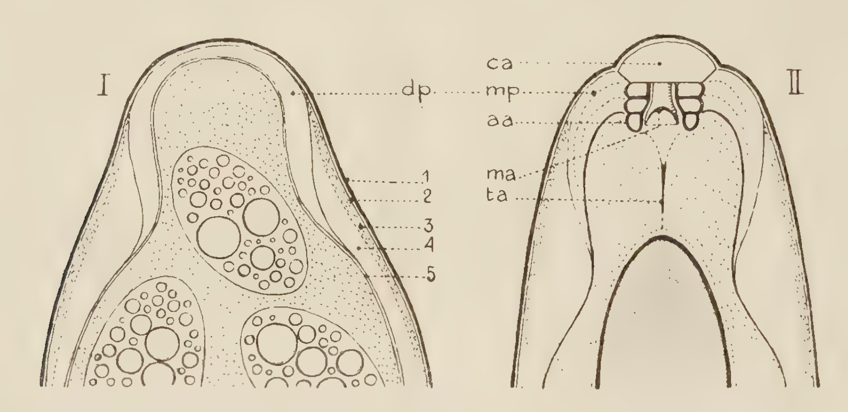
Ces observations n'ont été possibles que par l'emploi des colorants usuels des parois cellulaires : réactifs dits « de la cellulose », comme le rouge Congo aqueux (ammoniacal ou non), la benzopurpurine ammoniacale, la benzoazurine brillante ammoniacale, le chloro-iodure de zinc et l'acide iodhydrique fumant iodé, et réactifs dits « de la callose », comme le bleu C4B ou la rosazurine, en solution acétique. On remarquera que la réussite de colorations avec de tels réactifs ne suffit pas pour permettre d'affirmer que tel ou tel élément de paroi contient réellement de la cellulose ou de la callose, *stricto sensu* : elle ne crée que des présomptions; l'emploi d'autres techniques serait indispensable pour les muer en certitudes. La rouge de ruthenium, réactif classique des composés pectiques, n'a donné aucun résultat.

J'ai ainsi pu constater, chez *U. aceris*, que la *paroi des fulcres* se compose de *deux tuniques*, formées l'une et l'autre de deux couches. La *tunique externe* est mince, réfringente, inapte à se gonfler par absorption d'eau, mais par contre très apte, de par sa structure infravisible, à se rompre circulairement. Sa couche externe est « callosique »; sa couche interne n'a pu être colorée par aucun réactif. La *tunique interne*, bien plus épaisse et mate, est au contraire apte au gonflement, mais non à la rupture circulaire. Ses deux couches, peu distinctes, sont l'une et l'autre « cellulosiques », l'externe plus intensément que l'interne vis-à-vis de HI iodé.

---

(1) *Revue de Mycologie*, 7, 1942, p. 57 à 88.

On retrouve dans la *paroi des asques* (*fig.* I) les deux mêmes tuniques, avec les mêmes caractères, sauf que : 1. je n'ai jamais vu la *tunique externe* se rompre circulairement ; 2. les deux couches de la *tunique interne* sont bien plus distinctes, l'externe plus fortement « cellulosique » vis-à-vis de tous les réactifs ; 3. ces deux couches, et surtout l'externe, sont en outre quelques peu « callosiques » ; 4. la tunique externe possède, au contact de l'épiplasme, une mince *doublure* à réaction « callosique », qui se colore en orangé et parfois s'épaissit par gonflement dans le rouge Congo ammoniacal.



Jeune asque d'*Uncinula aceris* (I) et schéma d'asque d'*Hypocopra* (II). (*ca*, coussinet apical; *dp*, dôme apical; *mp*, manchon périapical; *aa*, anneaux apicaux; *ma*, manubrium; *ta*, tractus apical, évasé en entonnoir vers le haut; 1 et 2, couches externe et interne de la tunique externe; 3 et 4, couches externe et interne de la tunique interne; 5, doublure de la tunique interne).

Au sommet de l'asque, on observe une belle et ample *chambre sous-apicale* délimitée, comme toujours, par un *bourrelet sous-apical* de la tunique interne. La paroi de cette chambre est constituée par un *dôme apical*, que ne colore aucun des réactifs employés. Sur le toit de la chambre, il remplace totalement la tunique interne; sur ses flancs, ses bords amincis en biseau s'insinuent longuement entre cette tunique et sa doublure, jusque dans le bourrelet sous-apical. *Ce dôme représente à lui seul tout l'appareil apical.*

Si maintenant on compare l'appareil apical fruste ainsi constitué à celui, au contraire très hautement différencié, de l'*Hypocopra amphisphærioides* (*fig.* II), dont j'ai donné l'an passé [2] une description détaillée, on retrouve dans ce dernier le même *dôme*, qui fait ainsi figure d'*élément apical essentiel.* Seulement, il y a cette fois au centre du dôme un large *oculus*, dans l'intérieur duquel sa substance, profondément modifiée, se continue sous la forme d'un système d'*anneaux apicaux*, entourant

[2] *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 513.

une *ponctuation apicale*, au-dessous d'un *coussinet apical*. En raison de l'existence de cet oculus, le dôme est réduit à ce que j'ai appelé, en 1942, un *manchon périapical*. Dans la ponctuation apicale, un *manubrium*, suspendu au coussinet, représente peut-être (?) une portion différenciée de la doublure de la tunique interne observée chez l'*Uncinula*.

Ainsi, l'asque fruste des Érysiphacées nous révèle bien ce qui doit être le constituant essentiel de l'appareil apical des asques : le dôme apical, réduit ou non à un manchon péri apical. Les autres constituants ne sont, pour la plupart, que des différenciations de la partie centrale de ce dôme, enchassées dans son oculus (anneaux apicaux) ou coiffant celui-ci (coussinet apical).

ANTHROPOLOGIE. — *Stabilité relative de la capacité crânienne, caractère de premier ordre dans l'évolution du genre* Homo. Note de Mme **Jeanne Leschi**, transmise par M. Léon Binet.

Le développement de la capacité crânienne et par suite du cerveau est un caractère de première importance dans l'évolution du genre Homo. Depuis les Néandertaliens (*Homo Neandertalensis*) dolichocéphales, la capacité crânienne de l'homme n'a pas augmenté alors que sont apparus successivement les groupes mésocéphales puis brachycéphales ([1]), ([2]), ([3]), ([4]). Nous avons démontré ([5]), ([6]) l'existence d'un système de compensation entre les différents diamètres crâniens chez les races actuelles, tel que le volume crânien garde une certaine constante, quelles que soient les classes d'indices

$$\frac{\text{largeur } (l) \times 100}{\text{longueur } (L)}, \quad \frac{\text{hauteur } (H) \times 100}{\text{largeur } (l)}, \quad \frac{\text{hauteur } (H) \times 100}{\text{longueur}},$$

quelle que soit la forme du crâne. Le caractère capacité est indépendant de la forme. L'évolution humaine a donc continué à se manifester en ce qui concerne la forme du crâne mais non en ce qui concerne la capacité, caractère plus stable, indépendant de la forme ([5]), ([6]).

Nous avons pour préciser ce fait, étudié la variabilité de chaque diamètre cranien : l, L et H, par rapport à la variabilité de leur somme chez divers groupes raciaux, à l'aide du coefficient de variation $CV = \sigma \times 100/M$.

Les groupes étudiés sont ceux de P. Broca ([7]) (Hollandais, Parisiens,

([1]) G. Von Bonin, *J. of Comparative Neurology*, 59, 1934, p. 1-29.
([2]) F. Weidenreich, *Southwestern J. of Anthrop.*, 1, n° 1, 1945, p. 45-98.
([3]) F. Weidenreich, *Apes, Giants and Man. Chicago*, 1948.
([4]) J. M. Herskovits, *Man and his works*. A. Knopf, New-York, 1948.
([5]) J. Leschi, *L'anthropologie*, 55, n°s 5-6, 1951, p. 445-462.
([6]) J. Leschi, *L'anthropologie*, 58, n°s 1-2, 1954, (sous-presse).
([7]) *Registres du laboratoire Broca*.

Auvergnats, Bas-Bretons, Basques, Noirs d'Afrique, Chinois, Javanais), de A. Hrdlicka [Mongols (8), Eskimos (9), Noirs américains (10)], de Genet Varcin (11) (Negritos), de F. Sarasin (12) (Insulaires de l'Ile Loyalty), et une série de noirs Dognons du Soudan étudiés par nous-mêmes, crânes de la Mission Griaule Dieterlen.

		L (mm).			l (mm).			H (mm).			« L + l + H » (mm).		
	N.	M.	σ.	CV.	M.	σ.	CV.	M.	σ.	CV.	M.	σ.	CV.
Hollandais..........	22	184,7	5,75	3,10	145,8	5,79	3,97	129,9	4,41	3.39	460,0	10,09	2,19
Parisiens (Cité).....	67	182,4	6,83	3,74	144,2	5,73	3,99	132,2	5,59	4,23	458,2	10,87	2,37
Auvergnats..........	42	178,1	7,01	3,94	150,4	4,90	3,25	131,1	5,98	4,56	459,5	11,27	2,45
Bas-Bretons.........	31	180,5	7,16	3,96	147,4	6,71	4,56	129,4	4,98	3,85	456,4	12,35	2,70
Basques............	29	185,8	5,00	2,69	142,3	4,50	3,16	131,6	4,03	3,05	458,7	9,76	2,13
Noirs d'Afrique......	54	185,0	6,12	3,31	135,2	4,67	3,45	135,0	5,96	4,41	455,2	11,34	2,49
Chinois............	16	180,1	6,03	3,34	140,3	6,32	4,50	138,8	4,96	3,57	459,3	8,66	1,88
Javanais............	18	174,1	5,24	3,01	141,8	4,08	2,87	138,1	3,69	2,67	454,6	10,17	2,23
Mongols............	104	184,4	5,83	3,16	151,1	5,56	3,68	131,9	5,66	4,29	467,5	10,92	2,34
Eskimos (Behring)...	46	188,0	5,26	2,79	141,1	3,98	2,82	136,9	4,16	3,04	466,2	9,72	2,08
Noirs Américains....	33	186,4	5,43	2,92	137,4	4,25	3,09	133,5	5,87	4,39	457,2	8,59	1,87
Negritos.............	15	168,1	6,83	4,11	137,2	4,90	3,59	128,4	4,41	3,43	433,6	10,81	2,49
Loyalty (Insulaires)..	34	191,1	5,25	2,74	130,2	3,47	2,66	140,1	5,31	3,79	461,6	9,29	2,01
Dogons.............	65	176,6	5,68	3,21	136,6	4,75	3,46	132,2	5,09	3,85	446,4	11,13	2,49

La variabilité de la somme des trois diamètres est moins grande que la variabilité de chaque diamètre. Une corrélation positive unit la valeur absolue des diamètres à la capacité crânienne (5), (6). La variabilité de chaque diamètre plus grande que celle de leur somme montre que, quand un diamètre augmente, la somme des deux autres diminue de façon à garder à « L + l + H″ » une certaine constante et une certaine stabilité à la capacité crânienne. CV est de 3 à 4 pour les diamètres, de 2 environ pour « L + l + H ».

Étant donnée la stabilité relative du caractère humain qu'est le développement de la boîte crânienne, stabilité qui s'observe, dans le temps, depuis les Néandertaliens du paléolithique moyen à nos jours, et, dans l'espace, sur des groupes raciaux actuels divers, nous pensons que ce caractère est un caractère de premier ordre, arrivé à son apogée de développement et à l'intérieur duquel la forme du crâne s'est diversifiée et se diversifie.

---

(8) *Proc. United States Nat. Museum Washington*, 94, 1944, p. 1-172.

(9) *Proc. United States Nat. Museum Washington*, 91, 1942, p. 169-429.

(10) *Proc. United States Nat. Museum Washington*, 71, 1928, p. 1-140.

(11) *Les négritos de l'Ile de Luçon; étude ostéométrique et comparaison avec les différentes races pygmées.* Masson, Paris 1948.

(12) *Anthropologie der Neu-Kaledonier und Loyalty-Insulaner.* CW. Kreidel, Berlin, 1916-1922.

GÉNÉTIQUE. — *Étude comparée des dermatoglyphes de la partie distale de la paume de la main, chez l'Homme normal, les enfants mongoliens, et les Simiens inférieurs.* Note (*) de MM. **Raymond Turpin** et **Jérôme Lejeune**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Des formations concentriques des crêtes papillaires, analogues aux pelotes des Simiens inférieurs, se voient chez l'Homme. Elles sont, au total, plus communes chez les Mongoliens, la pelote médiane étant deux fois plus fréquente chez eux que dans la population témoin. Elle accentue l'analogie palmaire déjà mise en évidence entre Mongoliens et Simiens inférieurs.

Les caractères de quatre stigmates dermatoglyphiques palmaires rapprochent de manière surprenante les enfants atteints de mongolisme, des Simiens inférieurs [1]. Ces quatre stigmates sont : le triradius axial, les formations hypothénariennes, l'orientation des crêtes médio-palmaires, et le pli palmaire transverse. Or, il existe parfois chez l'Homme normal des formations dermatoglyphiques, concentriques, analogues aux trois pelotes que portent constamment au niveau de la région distale de la paume (chacune à la base d'un espace interdigital) les Simiens inférieurs. Avec l'intention de compléter notre analyse des structures épidermiques palmaires des Mongoliens, nous avons étudié chez ces malades ces formations distales de crêtes concentriques. Pour les désigner nous avons employé, en fonction de leur emplacement, la nomenclature suivante : P 7, pelote située entre l'annulaire et l'auriculaire, P 9 entre le médius et l'annulaire et P 11 entre l'index et le médius. Or, la répartition de ces trois types possibles est apparue très particulière chez les Mongoliens.

	Normaux.		Mongoliens		Simiens inf.
	Nombre de pelotes.	Fréquences.	Nombre de pelotes	Fréquence.	Fréquence.
Main gauche.					
P 7	223	0,553 ± 0,026	41	0,398 ± 0,050	1 ± 0,00
P 9	136	0,338 ± 0,025	64	0,622 ± 0,049	1 ± 0,00
P 11	4	0,010 ± 0,005	2	0,019 ± 0,014	1 ± 0,00
Mains sans aucune pelote : 82 mains		0,203 ± 0,021	5	0,048 ± 0,023	0,0 ± 0,00
Main droite.					
P 7	158	0,392 ± 0,026	27	0,262 ± 0,045	1 ± 0,00
P 9	196	0,486 ± 0,027	84	0,815 ± 0,040	1 ± 0,00
P 11	19	0,047 ± 0,012	3	0,029 ± 0,017	1 ± 0,00
Mains sans aucune pelote : 78 mains		0,194 ± 0,020	6	0,058 ± 0,022	0,000 ± 0,00

(*) Séance du 22 mars 1954.

(1) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 395.

L'analyse de ces données, recueillies sur 103 mongoliens, 403 individus normaux (hommes et femmes) et une cinquantaine de singes inférieurs, apporte les précisions suivantes :

1° La pelote P 9 est 1,84 fois plus fréquente chez les sujets mongoliens que chez les sujets normaux, aussi bien à gauche qu'à droite :

$\chi^2 = 35,9$ pour $\nu = 1$ pour les mains gauches;

$\chi^2 = 27,6$ pour $\nu = 1$ pour les mains droites.

2° La pelote P 7 est par contre, 1,4 fois plus fréquente chez les normaux que chez les Mongoliens, et, ceci aussi bien à droite qu'à gauche.

$\chi^2 = 5,9$ pour $\nu = 1$ pour les mains droites;

$\chi^2 = 7,9$ pour $\nu = 1$ pour les mains gauches.

3° L'étude de la répartition selon la droite ou la gauche montre que la pelote P 9 est plus fréquente à droite qu'à gauche chez les Mongoliens ($\chi^2 = 9,6$ pour $\nu = 1$) aussi bien que chez les normaux ($\chi^2 = 18,5$ pour $\nu = 1$).

4° Inversement la formation P 7 est plus fréquente à gauche qu'à droite chez les Mongoliens ($\chi^2 = 4,30$ pour $\nu = 1$) et chez les normaux ($\chi^2 = 19,6$ pour $\nu = 1$).

5° Le simple recensement de tous les individus porteurs de P 9 au moins à une main, conduit aux fréquences suivantes :

232/403 chez les normaux, soit $0,576 + 0,025$;

88/103 chez les Mongoliens, soit $0,855 \pm 0,036$.

6° Le nombre moyen de pelotes est plus élevé chez les Mongoliens que chez les normaux : 1,04 contre 0,90, mais surtout, la fréquence des mains sans aucune pelote est beaucoup plus élevée chez les normaux, ($0,203 \pm 0,021$) que chez les Mongoliens ($0,053 \pm 0,023$).

Conclusions. — La pelote P 9 est beaucoup plus fréquente chez les Mongoliens (70 %) que chez les sujets normaux (47 %), ce qui rapproche les Mongoliens des Simiens inférieurs (100 %). Cependant, un phénomène strictement inverse est observé par la pelote P 7; ce qui n'empêche pas le nombre moyen total de pelotes d'être plus élevé chez les Mongoliens que chez les sujets normaux. La répartition très particulière des pelotes dermatoglyphiques chez les Mongoliens révèle donc quelques analogies avec le type simien qui pour être discrètes n'en sont pas moins réelles. Elles accentuent le rapprochement que nous avons établi dans une Note antérieure [1].

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Propriétés enzymatiques des méromyosines.* Note de MM. **Jean Nekhorocheff**, **Jacques Dondon** et Mme **Zoïa Goussef**, présentée par M. Jacques Duclaux.

La myosine peut être coupée par digestion trypsique en deux tronçons, dont l'un est l'adénosine-triphosphatase, l'autre la désaminase 5-adénylique.

V. A. Engelhardt a préparé à partir de la myosine deux enzymes, l'adénosine-triphosphatase et la désaminase 5-adénylique, et posé le problème de savoir si la myosine native est à la fois adénosine-triphosphatase et désaminase ou bien si la désaminase constitue une impureté de la myosine (1).

Il nous semble qu'un travail récent de A. Szent-Gyorgyi (2) permet de donner une réponse à cette question que Engelhardt n'avait pas tranchée. Szent-Gyorgyi soumet la macromolécule de myosine à une digestion trypsique ménagée qui fournit deux fragments, ou « méromyosines », dont un seul, la méromyosine H (lourde) est douée de la propriété d'adénosine-triphosphatase et peut se combiner à l'actine. L'autre fragment, la méromyosine L (légère) est dépourvue de ces propriétés. Sur plus d'un point, et en particulier en ce qui concerne la réaction avec l'actine, l'adénosine-triphosphatase d'Engelhardt ressemble à la méromyosine H de Szent-Gyorgyi.

Nous nous sommes demandés si la méromyosine L ne pouvait pas être la désaminase. La séparation qu'en fait Szent-Gyorgyi ne permet pas de mettre en évidence cette propriété, puisque nous avons constaté que les dialyses prolongées qu'il utilise inactivent la désaminase. Pour éviter cette inactivation, nous avons modifié légèrement la séparation de la méromyosine L.

La myosine, préparée d'après Ljubimova et Pevsner (3) et reprécipitée trois fois par dilution, a été digérée par la trypsine cristallisée (produit Armour) dans les conditions indiquées par Szent-Gyorgyi. La digestion a été arrêtée par l'addition de l'inhibiteur de la trypsine (produit Worthington). Nous avons ensuite fractionné le mélange à l'aide de sulfate d'ammonium : la fraction o — o,4 saturation nous fournit la méromyosine L, la fraction o,4 — o,55, la méromyosine H.

Nous avons mesuré l'activité désaminante des fractions et de la myosine intacte par la méthode de Kalckar (4) qui consiste à suivre au spectrophotomètre la diminution de l'absorption ultraviolette de l'acide adénylique. La complexité des transformations spectrales qui accompagnent cette réaction nous a amenés à doser à la fin de la première incubation l'acide inosique formé (5). Nous observons ainsi dans une série de mesures qu'une désamination de l'acide adénylique (exprimé en adénine) de 6,3, 7 et 8,6 μg correspond à une formation de 7,0, 7,5 et 7,6 μg d'hypoxanthine.

La mesure de l'activité de l'adénosine-triphosphatase a été effectuée à 37° sur une solution en tampon borate pH 8,7 de 3 μM d'adénosine-triphosphate de calcium. En comparant les courbes de libération de P, on peut apprécier l'activité relative des préparations.

La teneur en protéine de chaque fraction a été estimée par la méthode spectrophotométrique, en faisant usage de l'équation de Kalckar (4). Cette équation, appliquée à une solution connue de myosine (teneur en protéine 10 mg/cm^3, déterminée par minéralisation et nesslérisation) donne une valeur de 9,35 mg/cm^3.

---

(1) *Communication au IIe Congrès Internat. de Biochimie*, Paris 1952.

(2) *Arch. Biochemistry*, **42**, 1953, p. 305.

(3) *Biochimia*, **6**, 1941, p. 178.

(4) *J. Biol. Chem.*, **167**, 1947, p. 461.

(5) Wajzer et Nekhorocheff, *Arch. Sc. physiol.*, **6**, 1952, 233.

Les résultats obtenus dans deux essais sont résumés dans le tableau suivant :

Microgrammes de P libéré et microgrammes d'adénine désaminée par milligramme de protéine et par minute.

	Myosine initiale.		Méromyosine L.		Méromyosine H.	
	P.	adénine.	P.	adénine.	P.	adénine.
Préparation I.....	3,3	0,56	1,7	0,74	6,3	0,28
Préparation II.....	2,6	0,31	1,1	0,42	5,0	0,35

Il apparaît que la séparation des deux activités enzymatiques n'est que partielle. Nous avons cherché à la rendre plus complète en refractionnant par le sulfate d'ammonium les deux premières fractions. Mais là encore, comme dans la méthode originale de Szent-Gyorgyi, on constate une inactivation, portant sur les deux propriétés enzymatiques. L'activité d'anédosine-triphosphatase de la fraction 0,4 — 0,55 sat., qui était de 5 μg P/mg/mn, se trouve être, après refractionnement à 0,4 — 0,55 sat., de 1,9 μg P/mg/mn. L'activité désaminante de la fraction 0 — 0,4 sat., qui était de 1,1 μg d'adénine/mg/mn ; passe après refractionnement à 0,33 — 0,40 sat., à 0,23 μg/mg/mn.

Les résultats du premier fractionnement nous semblent suffisamment nets pour dire que la molécule entière de myosine possède les activités adénosine-triphosphatasique et désaminasique; qu'on peut commencer à les séparer quand on brise la macromolécule en deux fragments protéiques distincts; qu'elles ont donc pour support deux régions distinctes de la macromolécule.

CHIMIE MICROBIENNE. — *Spécificité bactérienne et mode d'action de la substance lytique non reproductible en série (lysine) accompagnant la reproduction d'un bactériophage.* Note (*) de MM. **Jacques Panijel** et **Joseph Huppert**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Nous avons montré que la substance lytique non reproductible (lysine) accompagnant la reproduction du phage Fcz est active non seulement sur *Escherichia coli* Fb vivant mais aussi sur *E. coli* Fb tué (1) et peut faire l'objet d'un dosage extrêmement fin en utilisant comme substrat la poudre acétonique de *E. coli* Fb en suspension dans l'eau pure (2). Or les conditions d'adsorption jouent un rôle essentiel dans l'action lytique de la substance et peuvent présenter une signification spécifique ou non-spécifique.

(*) Séance du 15 mars 1954.

(1) J. Panijel et J. Huppert, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 745.

(2) J. Huppert et J. Panijel, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1168.

1. *Adsorption non-spécifique.* — Lorsqu'on compare les activités de solutions stockées et titrées, toutes choses égales d'ailleurs, en utilisant pour les unes une verrerie ordinaire, pour les autres une verrerie préalablement traitée par une solution de bouillon Difco, on constate que les premières subissent une baisse d'activité d'autant plus importante que les concentrations sont plus faibles et les dilutions préparées à des dates plus anciennes. Or, il suffit d'un séjour de la verrerie de 2 à 3 h dans le bouillon 0,8 % pour que l'adsorption du verre soit réduite dans des proportions telles qu'elles permettent de conserver inchangée l'activité lytique après 24 h de stockage des solutions en chambre froide. Cependant, cette « saturation » de la verrerie par un milieu riche en protéines n'annulle pas la capacité d'adsorption des parois; celle-ci dépend encore de la nature du milieu de dilution, notamment de sa concentration ionique : en effet si l'on effectue, même à froid, des préparations de même dilution (par exemple : 1/5500) dans des milieux de même pH (7,2) et de concentrations ioniques différentes, tout se passe comme si la présence de sel « protégeait » la substance et ralentissait sa vitesse d'adsorption sur le verre : celle-ci, maxima dans l'eau pure, reste sensiblement constante dès que le milieu contient une concentration de sel suffisante. Or, inversement, si la suspension bactérienne servant de substrat est effectuée dans un milieu salin, la lyse pour une même concentration de substance active sera d'autant plus forte que la concentration de sel sera plus faible : elle sera semblable à molarité égale.

Ainsi les conditions mêmes qui diminuent les pourcentages de lyse lorsqu'elles concernent le milieu de suspension des bactéries, l'augmentent quand elles intéressent le milieu de dilution de la substance active.

Cette discordance ne peut s'expliquer qu'en admettant que les phénomènes d'adsorption sont analogues, que le substrat d'adsorption soit le verre, ou la poudre acétonique de bactéries. Il convient, d'une part, d'éviter l'adsorption sur le verre pour conserver la substance et par conséquent d'effectuer les dilutions en milieux salins concentrés, d'autre part, d'accélérer l'adsorption sur le substrat bactérien lors de la lyse et par conséquent d'abaisser au maximum la concentration ionique du milieu de dosage. Il s'agit donc ici de procès d'adsorption non-spécifiques, c'est-à-dire ne faisant pas intervenir des « récepteurs » spécifiques mais exclusivement les conditions ioniques à la surface bactérienne.

2. *Adsorption spécifique.* — Nous avons étudié, en utilisant de fortes concentrations de Ly A, diverses souches bactériennes à l'état vivant : *E. coli* B., *E. coli* Fb/Fcz (mutant de Fb résistant au phage Fcz) ainsi que *Micrococcus Lysodeikticus*, soit par la méthode des gouttes sur boites gélosées soit par la méthode en milieu liquide. Dans tous les cas les résultats ont été négatifs.

Seule la souche Fb vivante est sensible à l'action lytique de la substance et il semble donc que pour les bactéries vivantes, la sensibilité à la substance aille de pair avec la sensibilité au phage.

Il en va de même pour les préparations acétoniques de ces diverses souches suspendues dans le milieu 70 : seule la souche Fb est sensible.

Or, si les suspensions bactériennes sont effectuées non plus en milieu 70 mais dans l'eau, les résultats sont différents : aussi bien les poudres de *Micrococcus Lysodeikticus* que de *E. coli* B. et de *E. coli* Fb/Fcz montrent des lyses très notables, d'une importance et d'une régularité telles dans le cas de *E. coli* B. et *E. coli* Fb/Fcz, qu'on peut substituer ces souches à *E. coli* Fb comme substrats de dosage.

Avec les poudres acétoniques en suspension dans l'eau, le facteur de spécificité a donc disparu : tout porte à croire que les récepteurs spécifiques qui conditionnent l'adsorption de la substance sont disposés au niveau de l'ectoplasme bactérien et qu'ils sont éliminés lors du traitement par l'acétone et l'éther indispensable à la préparation de la poudre.

On peut donc conclure de ces divers résultats que la substance dont l'action est liée vraisemblablement au déclenchement des processus autolytiques propres de la bactérie, se fixe sur son substrat par une double série de mécanismes : les uns spécifiques, de fixation par les récepteurs appropriés, les autres non-spécifiques lorsque, par un moyen ou un autre, la « barrière » spécifique est franchie.

Si cette hypothèse a quelque fondement, on doit prévoir que les suspensions de bactéries autres que *E. coli* Fb, tuées par des procédés préservant l'intégrité de la membrane cellulaire, par exemple des irradiations ultraviolettes prolongées ne seront plus susceptibles à l'action de la substance : or, précisément, tandis qu'avec *E. coli* Fb, une concentration de Ly A au 1/100e permet en 35 mn une lyse de l'ordre de 10 % d'une suspension à 8.10^8 bact/cm, les bactéries de la souche *E. coli* B. tuées à l'ultraviolet et remises en suspension dans l'eau, ne présentent pas de lyse notable avec une concentration de substance active cent fois plus forte, même après 3 h d'incubation.

On voit donc d'après ce qui précède que l'action de la substance lysante est conditionnée par trois facteurs au moins :

1° l'intégrité des mécanismes autolytiques propres des bactéries, par rapport auxquels la substance joue un rôle non-spécifique;

2° les circonstances de milieu dont la composition ionique détermine l'aptitude à l'adsorption non-spécifique;

3° la présence de récepteurs spécifiques au niveau de l'ectoplasme bactérien.

A 15 h 40 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

Sur la proposition du Comité National français de Mathématiques, la délégation française à l'Assemblée générale de l'**Union mathématique internationale** qui doit se tenir à La Haye, les 31 août et 1er septembre 1954, est ainsi composée :

MM. **Paul Montel**, **Arnaud Denjoy**, **Joseph Pérès**, **Jean Leray**, Membres de l'Académie. Sont désignés comme délégués suppléants : MM. **Albert Châtelet**, **Marcel Brelot**, **Charles Pisot**, **Charles Ehresmann**.

La séance est levée à 15 h 55 m.

L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 23 novembre 1953.)

Note présentée le même jour, de M. *Matthias Matschinski*, Statistique de polygones et de polyèdres :

Page 1312, 6e ligne, *au lieu de* $2K = \mu E$, *lire* $2K = \mu_1 E$.

(*Comptes rendus* du 15 mars 1954.)

Note présentée le 8 mars 1954, de M. *Roger Raveux*, Influence des concentrations relatives en phosphore et en magnésium du milieu sur le métabolisme d'*Aspergillus niger* :

Page 1255, 5e ligne, *au lieu de* Milligrammes % du mycélium sec, *lire* Mg % du mycélium sec.

Page 1255, 1re colonne du tableau, *au lieu de* 280, *lire* 220.

